

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Laboratoire de
Physique expérimentale

Professeur R.C. EXTERMANN

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DUREE DE VIE DU MUON
ET DE L'HELICITE DE CETTE PARTICULE DANS
LA DESINTEGRATION DU MESON PI

T H E S E

Présentée à la faculté des sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences physiques

par

FISCHER Joachim
(Etats-Unis d'Amérique)

Thèse No 1313

G E N E V E

1 9 6 0



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545903_0020

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Laboratoire de
Physique expérimentale

Professeur R.C. EXTERMANN

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DUREE DE VIE DU MUON
ET DE L'HELICITE DE CETTE PARTICULE DANS
LA DESINTEGRATION DU MESON PI

T H E S E

Présentée à la faculté des sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences physiques

par

FISCHER Joachim

(Etats-Unis d'Amérique)

Thèse No 1313

G E N E V E

1 9 6 0

La facultés des sciences, sur le préavis de

Monsieur le professeur R.C. EXTERMANN

autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer
d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Le doyen :

Fernand CHODAT

Genève, le 26 janvier 1960

Thèse No 1313



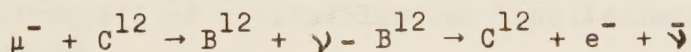
R é s u m é

On décrit plusieurs investigations expérimentales qui ont pour but de vérifier certains aspects des théories des interactions faibles. Les théories sont rapidement passées en revue.

La validité de la théorie V-A avec conservation du courant vectoriel dans la désintégration du muon et la désintégration β a été vérifiée par une détermination expérimentale de la vie moyenne du μ^+ qui est pratiquement exempte d'erreurs systématiques. La méthode et l'expérience sont décrites en détail.

Le résultat trouvé : $\tau(\mu^+) = 2.20 \pm 0,015 \text{ } \mu\text{s}$ est en accord avec une moyenne de résultats expérimentaux fortement divergents obtenus par d'autres chercheurs. Cette valeur est cependant en désaccord avec la valeur $\tau(\mu^+) = 2,31 \text{ } \mu\text{s}$ prédite par la théorie à partir de la constante de couplage (avec corrections radiatives) de l'interaction purement vectorielle de la désintégration β de l' O^{14} .

Le chaînon manquant pour vérifier la validité de la théorie du neutrino à deux composantes (couplage V-A), avec conservation des leptons, appliquée à la décroissance $\pi - \mu - e$ du pion a été étudiée par la difficile détermination expérimentale de l'hélicité du muon négatif. Trois expériences différentes sont décrites. Elles utilisent la réaction de capture :



dans laquelle le noyau de B^{12} est polarisé dans la même direction que le μ^- . Cette direction est indiquée par la dissymétrie dans la distribution des électrons de décroissance. Malheureusement, la polarisation du B^{12} est sujette à des effets perturbateurs. La dernière expérience, où l'on a essayé de minimiser ces effets, semble indiquer une hélicité positive en accord avec la théorie. Le résultat demande à être confirmé ultérieurement car l'effet de polarisation est à la limite de la détectabilité.

P R E F A C E

Le travail est divisé en quatre parties principales :

- I Interactions faibles : Informations sur la vie moyenne et l'hélicité du muon.
- II Détermination de la vie moyenne du μ^+
- III Mesure de l'hélicité du μ^-
- IV Appendice

La première partie passe en revue certaines hypothèses au sujet des interactions faibles et fournit la base et les motifs de l'expérience.

La deuxième partie décrit la détermination expérimentale de $\tau(\mu^+)$ par une méthode qui minimise les erreurs systématiques. Le dispositif expérimental et la procédure sont décrits en détail. Les impulsions accidentelles se produisant dans les mesures sont analysées en détail.

La vie moyenne est calculée par la méthode des moindres carrés. Le résultat trouvé ici est alors discuté par rapport aux résultats des autres expérimentateurs et aux prévisions théoriques.

La troisième partie décrit la détermination expérimentale de l'hélicité du μ^- . On passe d'abord en revue certaines méthodes de détermination. Les difficultés de l'expérience sont ensuite analysées.

Trois expériences sont décrites en détail. Les effets dépolarisants sont passés en revue. Le résultat provisoire est alors calculé et discuté.

L'appendice décrit en détail un "convertisseur temps-hauteur d'impulsion" dont le domaine d'utilisation est étendu.

CHAPITRE I

Interactions faibles :

Information sur la vie moyenne et l'hélicité du muon

1. INTRODUCTION

La mise en cause de l'universalité de la loi de conservation de la parité par Lee et Yang¹⁾ en 1956 fut provoquée par le dilemme " $\tau^- - 0$ ". Une particule (appelée maintenant K^+) se désintègre selon deux modes qui impliquent des parités intrinsèques opposées pour la particule mère. Cette contradiction ne pourrait être expliquée aisément si la parité est conservée. Ceci produisit un stimulus nouveau pour l'étude théorique et expérimentale des interactions faibles.

Peu après la parution de l'article original de Lee et Yang, il a été trouvé expérimentalement que la parité n'est pas conservée dans la désintégration β ²⁾ et dans la désintégration du muon³⁾.

Basées sur les résultats de ces expériences et d'autres encore, un grand nombre d'études théoriques⁴⁻¹² sur les propriétés des interactions faibles sont apparues.

Les aspects de ces théories, qui ont une incidence sur les expériences décrites ici, sont résumés dans les sections suivantes.

2. INTERACTIONS FAIBLES

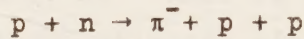
Les interactions faibles sont caractérisées par leur faible constante de couplage :

$$\frac{G^2}{\hbar^2 c^4} \approx 10^{-14}$$

Ceci contraste avec la constante de couplage des interactions fortes ou nucléons qui est de l'ordre de :

$$\frac{f^2}{\mathcal{L}_c} \approx 1$$

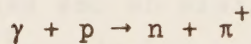
Comme, par exemple, dans la production de pions par les protons :



La constante de couplage des interactions faibles est aussi beaucoup plus petite que la constante de couplage des interactions électro-magnétiques :

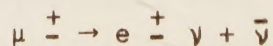
$$\frac{e^2}{\mathcal{L}_c} \approx \frac{1}{137}$$

Cette constante est aussi connue sous le nom de constante de structure fine. Un exemple est la photo-production de pions :

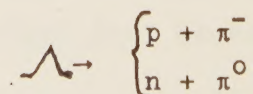


Les interactions faibles incluent la désintégration des nucléons, pions, muons et hyperons et les processus de capture tels que ceux de muons négatifs, électrons et neutrons par des noyaux.

Elles peuvent faire intervenir uniquement des leptons (c'est-à-dire muons, électrons et neutrinos) comme dans la désintégration du μ :



ou bien ne comportent pas de leptons, comme dans la désintégration du lambda :



ou bien encore elles mettent en jeu à la fois des leptons et des nucléons, comme dans la décroissance β :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

Par l'étude expérimentale de ces interactions, on trouve qu'elles ont certains caractères communs. Leur intensité est très semblable. Elles violent au maximum la loi de conservation de la parité et d'invariance par rapport à la conjugaison de la charge.

Elles sont invariantes sous l'effet de l'inversion spatiale (P) et de la conjugaison de la charge (C) opérées simultanément. Ceci implique l'invariance par rapport à l'inversion du temps (T). En effet, le théorème (CPT) (Lüders¹³), Schwinger¹⁴), Pauli¹⁵) montre que l'invariance par rapport à T correspond à l'invariance par rapport à CP. Le théorème affirme que si une théorie lagrangienne locale est invariante par rapport aux transformations de Lorentz propres (c'est-à-dire excluant ces opérations d'inversion) elle est aussi invariante par rapport au produit CPT et ses permutations.

La forme des interactions faibles apparaît universelle (V-A). Les conclusions sont bien établies pour les interactions faibles entre nucléons et leptons. La désintégration des Hyperons (leptonique ou non-leptonique) n'est pas encore suffisamment connue expérimentalement.

3. CERTAINES HYPOTHESES AU SUJET DES INTERACTIONS FAIBLES

a) Le neutrino à deux composantes

La non-conservation de la parité amena Lee et Yang et d'autres, à formuler une théorie de neutrino à deux composantes. Selon cette théorie, le neutrino devrait posséder un "pas" défini,

appelé hélicité, exprimant l'orientation du spin par rapport à la quantité de mouvement de la particule

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$$

L'hélicité du neutrino dans la désintégration β fut trouvée négative, en accord avec la théorie, dans l'expérience fameuse de M. Goldhaber et al.¹⁶⁾ sur l'Eu¹⁵².

Le neutrino de Dirac, une particule dans un état d'énergie positive, et sa contrepartie, l'anti-neutrino, étaient auparavant supposés avoir une hélicité aussi bien positive que négative. De cette façon, on ne pouvait les distinguer expérimentalement. De même pour la théorie de Majorana du neutrino dans laquelle particule et anti-particule sont identiques.

Au contraire de ce neutrino de Dirac à quatre composantes, la théorie à deux composantes ne reconnaît qu'un seul état possible de spin pour le neutrino et l'anti-neutrino. Ceci présuppose que le neutrino a une masse nulle sinon sa vitesse serait plus faible que celle de la lumière, de sorte que le sens de l'hélicité pourrait varier selon les axes de références.

Par définition, le spin d'un anti-neutron est parallèle à sa quantité de mouvement et son hélicité est + 1 c'est-à-dire une particule se vissant à droite. Le neutrino a son spin anti-parallèle à sa quantité de mouvement et son hélicité est -1, c'est-à-dire une particule se vissant à gauche. On est donc en présence d'un neutrino et d'un anti-neutrino qui n'ont pas de particules qui leur soient symétriques par rapport à l'espace ou à la charge.

D'autre part, si on applique l'opération de la parité et de conjugaison de la charge à un neutrino, on obtient un anti-neutrino.

b) Conservation de leptons

Une autre hypothèse qui, en même temps que la théorie à deux composantes, peut être utilisée comme règle de sélection des interactions faibles, est la loi de conservation des leptons (Konopinsky et Mahmoud⁷⁾ et Lee et Yang⁵⁾).

Un nombre leptonique $\ell = +1$ est attribué aux particules $\bar{e}$, $\bar{\mu}$, ν (leptons) et $\ell = -1$ à leurs anti-particules e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}$ (anti-leptons).

Si le nombre leptonique est conservé dans une réaction et si, en outre, la théorie du neutrino à deux composantes est valable, certaines réactions seulement sont permises. Par exemple :

Réaction	Nombres leptoniques
$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$	$0 \rightarrow 0 + 1 - 1$
$p \rightarrow n + e^+ + \nu$	$0 \rightarrow 0 - 1 + 1$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$0 \rightarrow -1 + 1$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$	$0 \rightarrow +1 - 1$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$	$-1 \rightarrow -1 + 1 - 1$
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$	$+1 \rightarrow +1 + 1 - 1$

D'autres réactions deviennent interdites, comme :

$\mu^- \rightarrow e^- + 2 \nu$	$+1 \rightarrow +1 + 1 + 1$
$\mu^- \rightarrow e^- + 2 \bar{\nu}$	$+1 \rightarrow +1 - 1 - 1$
$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$	$+1 \rightarrow +1 + 1 + 0$

Cette théorie prédit en outre l'hélicité des leptons.

c) Hélicités dans la désintégration

Les hélicités des leptons dans la désintégration β (les deux premières des réactions permises ci-dessus indiquées) ont été vérifiées expérimentalement¹⁷⁾.

On a trouvé que les électrons de la désintégration β ont une hélicité négative et que l'anti-neutrino qui lui est associé a une hélicité positive. L'inverse a été trouvé pour la désintégration β^+ .

A partir de ces hélicités et des résultats expérimentaux sur les corrélations électron-neutrino et électron-spin nucléaire dans la désintégration β , on peut déduire que dans la désintégration β le couplage Vectoriel-Axial Vectoriel (V-A) prédomine sur le couplage Scalaire-Tensoriel (S-T).

d) Hélicité du muon

La théorie à deux composantes (couplage V-A) avec conservation des leptons requiert l'hélicité indiquée dans la Fig.1 pour la désintégration $\pi - \mu - e$. Les hélicités sont requises pour la conservation du moment angulaire. Par exemple le μ^- devrait avoir une hélicité positive dans la réaction :

$$\pi^- \rightarrow \bar{\mu} + \nu ; \quad \bar{\mu} \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} .$$

On a observé expérimentalement que les électrons de désintégration des μ sont émis préférentiellement dans une direction opposée à la quantité de mouvement du muon. Le signe et le degré de polarisation des électrons ont été déterminés³⁾. Les électrons sont gauchers (hélicité négative) et les positrons droitiers (hélicité positive). L'asymétrie de la distribution angulaire des électrons de décroissance impliquait que les muons sont polarisés. Cependant le signe de la polarisation des muons n'était pas établi de ce fait parce qu'il est déterminé par les états de spin du neutrino dans la désintégration du pion, ou par les états de spin opposés dans la désintégration du μ .

Différents auteurs ont montré (Marshak²¹⁾) que toute évidence expérimentale dans la désintégration $\pi - \mu - e$ peut être expliquée par des théories mettant en jeu des couplages invariants (S,T,P) autres que V-A.

Donc, l'hélicité des muons provenant de la décroissance des π peut avoir l'un ou l'autre signe sans contredire les résultats expérimentaux présentement disponibles. Cette hélicité est donc

HÉLICITÉ DES PARTICULES ÉMISES AU COURS DE LA DÉSINTÉGRATION $\pi - \mu - e$

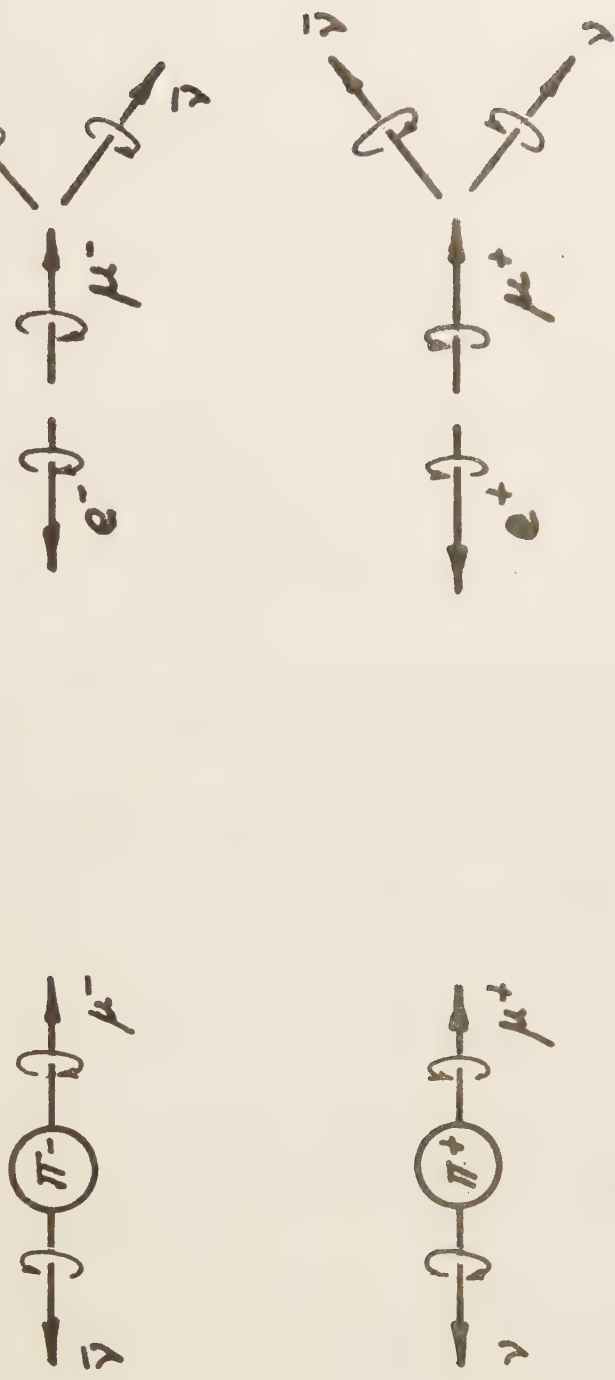


Fig. 1

considérée comme le dernier chaînon manquant pour la théorie V-A dans la désintégration $\pi - \mu - e$.

D'autre part, la théorie d'un boson intermédiaire dans l'interaction faible ^{22) 23)} n'est pas contredite expérimentalement si les muons de la décroissance $\pi - \mu - e$ ont une hélicité opposée à celle prédite par la théorie V-A.

Une détermination certaine de l'hélicité du μ n'a pas encore été faite.

Le Chapitre III de ce travail décrit plusieurs expériences faites dans le but de déterminer l'hélicité des muons négatifs provenant de la désintégration de π^- produits par le synchro-cyclotron du CERN.

4. INTERACTION V-A UNIVERSELLE - CONSERVATION DU COURANT VECTORIEL ET VIE MOYENNE DU MUON

A. Théorie universelle V-A

Quelques années avant que la non-conservation de la parité soit découverte, la similitude de l'intensité de l'interaction dans la désintégration β et dans la désintégration et la capture du amena Puppi et d'autres ^{24) 27)} à l'idée d'une interaction Fermi universelle.

Dans cette théorie, toutes les interactions faibles entre 4 fermions sont décrites par l'hamiltonien général ³³⁾ dérivé tout d'abord par Fermi.

$$\begin{aligned} H_{\text{int}} = & C_S (\bar{\psi}_P \psi_n) (\bar{\psi}_e \psi_\nu) + C_V (\bar{\psi}_P \gamma_\lambda \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\lambda \psi_\nu) \\ & + C_T (\bar{\psi}_P \sigma_{\lambda\mu} \psi_n) (\bar{\psi}_e \sigma_{\lambda\mu} \psi_\nu) - C_A (\bar{\psi}_P \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu) \\ & + C_P (\bar{\psi}_P \gamma_5 \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu) + \text{h.c.} \end{aligned}$$

Dans cet hamiltonien les cinq constantes réelles de couplage sont :

- C_P : pseudoscalaire
- C_S : scalaire
- C_V : vectorielle
- C_A : Axiale-vectorielle
- C_T : Tensorielle

Le couplage pseudo-scalaire peut être négligé dans la désintégration β parce qu'il est proportionnel à $\frac{v}{c}$ du nucléon de recul, ce qui est petit.

A la lumière de l'évidence expérimentale provenant des mesures de corrélation $\beta - \nu$ ^{28) 33)}, expériences qui furent reprises avec grande précision après la découverte de la non-conservation de la parité, il appert que, dans la désintégration β , les constantes de couplage sont du type vectoriel (Fermi) et Axial-Vectoriel (Gamov-Teller) et sont d'intensité comparable⁽³¹⁾.

De la décroissance du neutron et des transitions du type Fermi pour $(0 \rightarrow 0)$, on obtient :

$$C_A : \sim 1,25 C_V$$

Une hypothèse en accord, jusqu'ici, avec l'évidence expérimentale sur la désintégration β et la désintégration du μ , déclare que toutes les interactions faibles sont universelles non seulement en ce qui concerne leur intensité de couplage, mais que la forme de l'interaction est toujours la même et du type V-A.

Cette théorie V-A universelle, formulée par Feynmann et Gell-Mann⁸⁾, Sudarshan et Marshak^{10) 11)} et Sakurai¹²⁾ est

exprimée par l'hamiltonien d'interaction³³⁾ pour quatre fermions avec couplages (A) et (V) égaux :

$$H_{\text{int}} = G [\bar{\psi}_1 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_2] [\bar{\psi}_3 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_4] + \text{h.c.}$$

Contrairement à l'hamiltonien général écrit plus haut, celui-ci ne contient que les couplages C_A et C_V qui sont inclus dans la constante G .

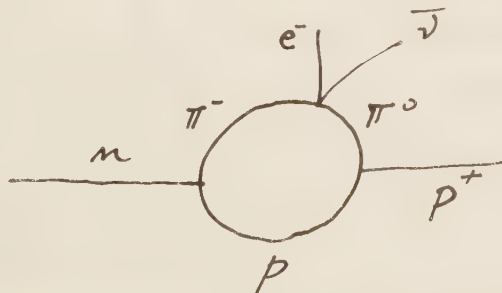
L'opérateur de projection $(1+\gamma_5)$ introduit la polarisation des leptons.

Cette théorie est en bon accord général avec l'expérience excepté pour le taux de désintégration leptonique des hyperons, lequel est trop peu élevé expérimentalement, et pour les asymétries observées dans la désintégration de l'hyperon.

B. Conservation du courant vectoriel dans les interactions faibles

Dans le cadre de la théorie V-A, Feynmann et Gell-Mann⁸⁾ ont suggéré que, par analogie avec le courant de charge en électrodynamique, le courant vectoriel soit également conservé dans les interactions faibles, même en présence d'interactions fortes.

Dans la désintégration β , par exemple, existe la possibilité de la conversion virtuelle d'un neutron en un pion plus un proton comme l'indique le diagramme de Feynmann suivant :



Au vu de ce diagramme, on pourrait s'attendre à des effets de renormalisation de la constante de couplage vectoriel dus à un processus

virtuel d'interaction forte. Cependant, la constante de couplage expérimentale est étonnamment voisine de la constante de couplage d'interaction purement leptonique comme dans la désintégration du μ . Il faut donc introduire d'autres diagrammes virtuels pour annuler ces effets de renormalisation ⁸⁾.

Cette conservation de la constante de couplage est en quelque sorte similaire à la conservation de la constante de couplage électro-magnétique en présence de processus virtuels quels qu'ils soient.

La partie vectorielle des interactions faibles peut donc s'exprimer en termes d'un courant conservé.

D'autre part, le courant axial-vectoriel n'obéit pas à une loi de conservation. La différence entre le couplage (A) et le couplage (V) dans la désintégration β semblerait due à des effets de renormalisation dus à des interactions fortes réelles ou virtuelles.

Comme il n'y a pas d'interactions fortes dans la désintégration du μ on peut supposer que :

$$C_V^\mu = C_A^\mu .$$

C. Vie moyenne du muon

Selon la théorie V-A avec conservation du courant vectoriel, la constante de couplage vectoriel pour la désintégration β et les constantes de couplage pour la désintégration du μ devraient être identiques sauf pour de minimes corrections radiatives.

Pour vérifier cette déduction, on pourrait comparer le temps de vie expérimental du muon, c'est-à-dire une interaction purement leptonique, avec celui dérivé de la constante de couplage obtenue à partir du temps de vie d'une interaction non purement leptonique,

due seulement à un couplage vectoriel comme dans la désintégration de $l'O^{14}$. Cette transition est une transition $0 \rightarrow 0$ (vectorielle Fermi) $O^{14} \rightarrow N^{14} + e^+ + \nu$.

Feynmann et Gell-Mann ⁸⁾ ont calculé la vie moyenne du μ en utilisant les constantes de couplage déduites de la vie moyenne de $l'O^{14}$. Elle est de 5% plus longue que la détermination expérimentale ³⁴⁾ si les corrections radiatives de Kinoshita et Sirlin ³⁵⁾ sont incluses. Cependant, certaines incertitudes subsistent dans les estimations des corrections radiatives dans la désintégration de $l'O^{14}$. En outre, les éléments de matrice nucléaires entre les états initiaux et finals pourraient ne pas se recouvrir entièrement.

La détermination expérimentale exacte de la vie moyenne du muon est particulièrement importante car elle permettrait la détermination de la constante de couplage dans un cas où il n'y a pas d'interférence possible avec ces processus virtuels.

De sorte que la détermination exacte du temps de vie du muon indiquerait l'importance du désaccord des expériences de désintégration β et de désintégration du μ vis-à-vis de l'hypothèse d'interaction universelle V-A avec conservation du courant vectoriel.

Comme les mesures de la vie moyenne du muon sont entachées de variations qui dépassent les erreurs données par les auteurs, il semble désirable de déterminer cette vie moyenne en l'absence d'erreurs systématiques. Une telle détermination a été faite avec des muons produits par le synchro-cyclotron du CERN.

Elle est décrite en détail dans le Chapitre II.

CHAPITRE II

Détermination de la vie moyenne du μ^+

1. OBJET ET APERCU GENERAL

A. Objet

Le but de l'expérience est de déterminer la vie moyenne du μ^+ dans l'esprit du chapitre I. Ceci se fait au moyen de la distribution temporelle des positrons provenant de la désintégration des μ^+ . La difficulté principale de la mesure est l'élimination des causes d'erreurs systématiques.

On montrera dans la discussion qui suit que les résultats des expériences antérieures diffèrent largement même quand des méthodes similaires ont été employées et même quand les erreurs statistiques sont minimales.

B. Schéma de l'expérience et de son analyse

La distribution temporelle des positrons de désintégration d'un faisceau de muons amenés au repos après production par le synchro-cyclotron de 600 MeV du CERN a été enregistrée expérimentalement. La vie moyenne du μ^+ a été calculée à partir de cette distribution.

Le bruit de fond inhérent au local expérimental du cyclotron ainsi que le pouvoir de résolution limité de l'appareillage causent l'enregistrement d'événements superflus dits accidentels. Le nombre de ceux-ci, bien que maintenu au minimum par une conduite prudente de l'expérience, fait l'objet d'une évaluation détaillée.

La méthode utilisée permet d'enregistrer certaines combinaisons d'accidentels et de désintégrations de μ^+ et de les identifier séparément de la courbe brute de désintégration. Les expressions mathématiques qui permettent de calculer les probabilités de

combinaisons fortuites incluant les composantes accidentelles de la courbe brute de désintégration ont été dérivées.

On a calculé ainsi le nombre de combinaisons fortuites. Ce nombre est en bon accord avec les valeurs expérimentales.

De cette analyse, on a déduit une équation pour la courbe brute de désintégration. Les résultats expérimentaux furent adaptés à une loi exponentielle de désintégration en présence d'un bruit de fond constant. Les constantes, et par conséquent $\tau(\mu^+)$, furent déterminées par une méthode d'approximations successives avec l'aide de la machine à calculer électronique Mercury du CERN.

Au cours de la discussion, la valeur trouvée $\tau(\mu^+) = 2.20^{+0.15} \mu s$ est comparée avec les valeurs expérimentales d'autres auteurs.

Enfin, le résultat est comparé avec les estimations théoriques et on discute les conclusions possibles.

2. METHODE DE MESURE

La vie moyenne du μ^+ a été déterminée en mesurant le temps entre deux impulsions électriques produites par l'arrivée du μ^+ et son électron de désintégration pour un grand nombre de désintégrations.

A. Méthodes de mesure du temps

Les intervalles de temps dans la région de la microseconde peuvent être mesurés électroniquement de différentes manières permettant l'enregistrement automatique. Cependant, ces méthodes peuvent être entachées d'erreurs systématiques qui deviennent importantes lorsqu'on recherche une précision inférieure à 1%. Certaines de ces méthodes sont analysées ici :

Table No 1

<u>Méthode</u>	<u>Erreurs possibles dans la mesure du temps</u>
1) Coïncidences retardées employant plusieurs circuits de coïncidence avec des retards fixes entre eux.	Influence de la hauteur d'impulsion sur la mise en marche. Variation d'efficacité entre les différents circuits.
2) Convertisseurs temps-amplitude.	Influence de la hauteur d'impulsion sur le moment du démarrage et de l'arrêt. Non-linéarités variables dans le temps pour les convertisseurs.
3) Comptage électronique des impulsions d'un oscillateur qui est enclenché et arrêté par les impulsions à mesurer.	Inférence de la hauteur d'impulsion sur le moment du démarrage et de l'arrêt. Incertitudes variables sur le moment de mise en marche et l'arrêt de l'oscillateur. Temps mort des circuits.
4) Photographie des impulsions de départ et d'arrêt qui sont amenées sur un oscilloscope et analyse ultérieure par une machine à dépouiller.	Non-linéarité variable avec le temps du balayage de l'oscilloscope. Erreurs et incertitudes de la machine à dépouiller.

B. Méthode utilisée dans cette expérience

Pour cette expérience, une méthode a été développée qui sacrifie la rapidité et la facilité de l'analyse des événements mais qui évite, par contre, les erreurs systématiques et les incertitudes variables dans le temps. La méthode fournit ainsi des informations sur le bruit de fond et les accidentels.

Des compteurs et des circuits de coïncidence distincts ont été utilisés respectivement pour les muons et leurs électrons de désintégration. Les circuits étaient tels que les temps morts n'avaient pas d'influence notable.

Les impulsions à mesurer étaient transférées sur un oscilloscope. A chaque balayage apparaissent les repères de calibration d'un oscillateur à 10 Mc d'une précision de deux millièmes en fréquence.

Cet oscillateur marchait continuellement et évitait ainsi des erreurs sur le moment de démarrage et d'arrêt. Chaque cas à mesurer était accompagné de sa calibration propre. Ceci éliminait donc toute non-linéarité variable dans le temps.

Les traces furent enregistrées sur film et reprojetées ensuite en agrandissement. Les intervalles de temps pouvaient être déterminés en comptant les repères de calibration sur chaque trace de balayage.

Sur chaque trace, un espace était réservé avant le "temps zéro". En principe, beaucoup d'impulsions pouvaient être enregistrées sur une trace. Ceci permet d'obtenir des renseignements sur le bruit de fond et les accidentels pendant les mesures elles-mêmes.

Pour éviter toutes influences perturbatrices provenant de différences dans la hauteur des impulsions, pour minimiser les erreurs de la machine à dépouiller et pour pouvoir enregistrer des combinaisons multiples d'impulsions, les traces ont été dépouillées et enregistrées par du personnel entraîné. Deux personnes travaillaient simultanément, l'une pour le dépouillement, l'autre pour l'enregistrement de résultats.

Les effets de la fatigue ont été réduits en limitant le travail du dépouillement à environ une $\frac{1}{2}$ heure par personne par demi-jour. La reproductibilité était fréquemment vérifiée.

Bien que la méthode ci-dessus soit pratiquement exempte d'erreurs systématiques, l'exactitude que l'on peut obtenir est limitée en pratique par le temps et le nombre de personnes disponibles pour le dépouillement.

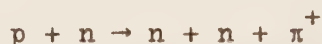
Des détails au sujet de l'appareillage et du procédé sont donnés dans les sections suivantes.

3. EXPERIENCE

A. Production et transport d'un faisceau de π^+ et μ^+ .

Le synchro-cyclotron du CERN accélère des protons jusqu'à une énergie de 600 MeV. Une vue en coupe du cyclotron est montrée dans la figure 2.

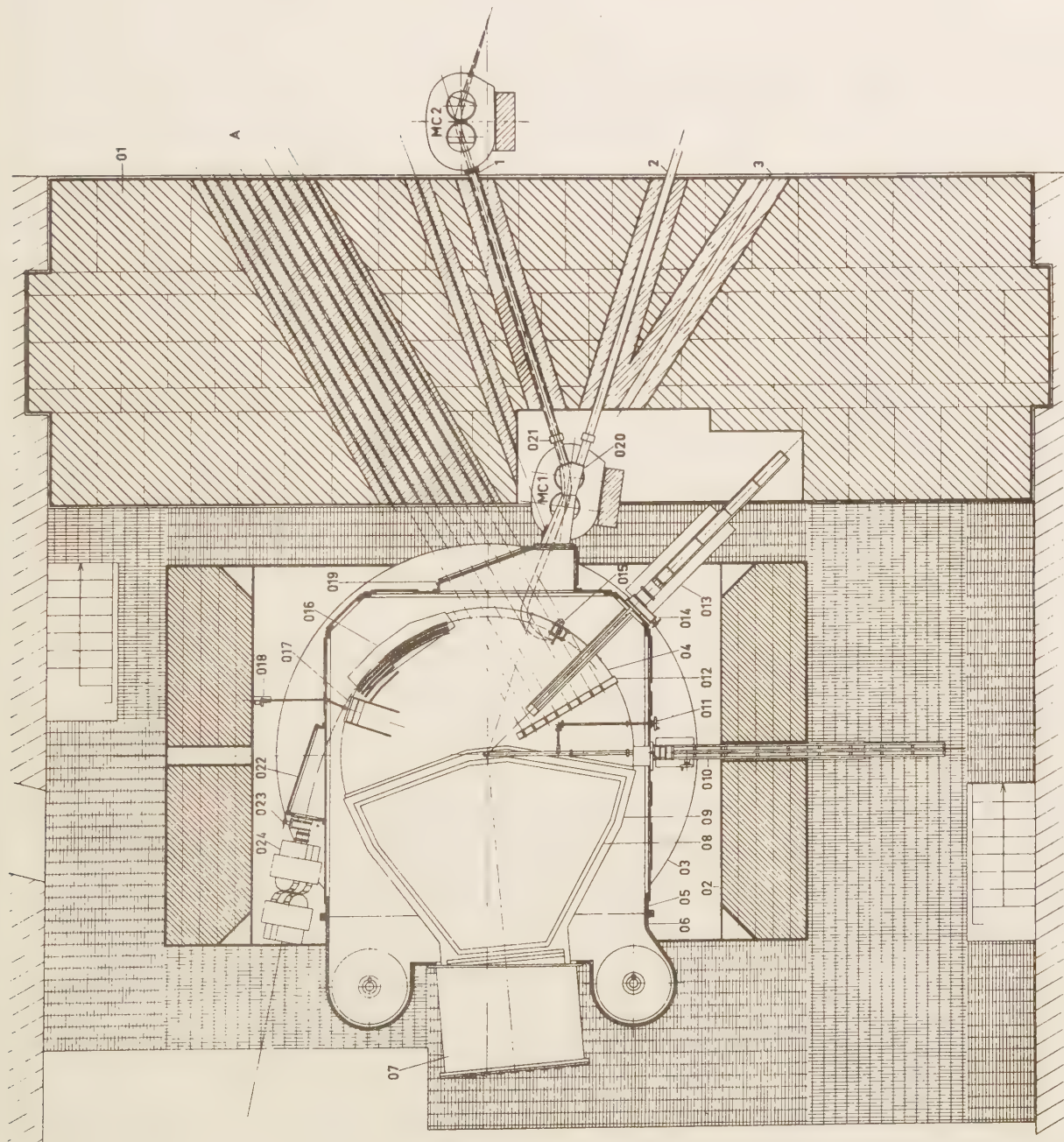
Une cible en Beryllium est placée dans le faisceau de protons à l'intérieur du cyclotron. Des pions positifs d'une énergie maximum de 400 MeV sont alors produits dans la réaction :



D'autres réactions telles que la production de π et de π^0 ont aussi lieu mais ces pions sont rejetés par le champ magnétique et le canal de protection :



L'intensité des π^+ diminue rapidement au-dessus de 300 MeV. Les expériences sont donc en général conduites entre 150 et 300 MeV. Le faisceau de mésons est légèrement focalisé dans le champ de fuite de l'aimant du cyclotron et ensuite analysé en quantité de mouvements par l'aimant de déflexion MC 1. Le faisceau passe ensuite par un canal dans le mur de blindage et est réanalysé et focalisé



- A Canaux pour les faisceaux de neutrons
 MC2 Aimants de déflexion de mésons
 1, 2, 3 Canaux pour faisceaux de mésons
 01 Plate-forme élévatrice
 02 Culasse de l'électro-aimant
 03 Bobine de l'électro-aimant
 04 Pôle de l'électro-aimant
 05 Enceinte à vide
 06 Chambre de raccord des pompes à diffusion
 07 Enceinte de la ligne à résonance
 08 Dé
 09 Faux-Dé
 010 Source d'ions
 011 Mécanisme de réglage de la source d'ions
 012 Cibles basculantes
 013 Sonde
 014 Sas à vide de la sonde
 015 Cible universelle
 016 Canal magnétique
 017 Régénérateur du faisceau
 018 Commande du régénérateur du faisceau
 019 Extension de la chambre à vide pour l'extraction des neutrons
 020 Boîte de jonction
 021 Joints universels
 022 Extension de la chambre à vide pour l'extraction des protons
 023 Vanne à vide
 024 Lentille à focalisation intense

Schéma des canaux d'extraction des faisceaux à l'intérieur du mur de protection, côté salle des neutrons.

par un second aimant MC 2. Ce dernier écarte aussi le faisceau de particules chargées du faisceau de neutrons rapides traversant le canal dans le blindage.

Après MC 2 la composition du faisceau est environ la suivante :

$$\pi^+ \simeq 90\%$$

$$\mu^+ \sim 5\% \text{ (provenant de la désintégration en vol des } \pi^+ : \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^+ &\simeq 5\% \text{ (provenant de la désintégration des } \pi^0 : \pi^0 \rightarrow \gamma \\ &\gamma \rightarrow \text{noyau} \rightarrow e^+ + e^- + \text{noyau, ainsi que de la désintégration des } \mu^+ : \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}) \end{aligned}$$

Toutes ces particules ont la même quantité de mouvement. Tous les protons de la même quantité de mouvement furent arrêtés ou diffusés par environ 1 cm de polyéthylène inséré dans le faisceau avant ou après le second aimant.

Pour prévenir la diffusion du faisceau dans l'air, le canal dans le mur de blindage ainsi que, en général, le chemin parcouru par les particules étaient soit évacués, soit remplis d'hélium.

Dans cette expérience, la cible était placée à un rayon de 221.2 cm et à une position azimutale de $30^\circ 5$ par rapport à la direction de référence qui est un rayon perpendiculaire au noyau de l'aimant du cyclotron. Ces conditions donnent un faisceau convenant pour cette expérience.

Les directions des différents champs magnétiques étaient :

cyclotron	:	vers le bas
MC ₁	:	" " "
MC ₂	:	vers le haut

La quantité de mouvement choisie pour le faisceau est $180 \text{ MeV}/c$. Le faisceau passe à travers un collimateur en béton lourd de 80 cm de long pour réduire le rayonnement direct sur l'assemblage des compteurs.

B. Disposition des compteurs

L'arrangement des compteurs est montré dans la figure 3.

Le faisceau traverse d'abord le compteur Cerenkov sélectionnant les muons (No 1). Il passe alors à travers des compteurs à scintillations (No 2) et (No 3) avec une épaisseur variable de cuivre entre les deux pour ralentir les muons. Ceux-ci sont ensuite arrêtés dans le compteur Cerenkov à électrons (No 4).

Environ $1/3$ des muons traversant le cuivre peuvent atteindre le compteur No 4 et s'y arrêtent pour donner des électrons détectables. Le reste des muons manque le compteur No 4 soit par diffusion, à cause de l'isotropie presque parfaite des muons à la fin de leur parcours, soit à cause de la dispersion dans le parcours.

C. Sélection des données

L'interconnexion des compteurs et de l'appareillage électronique est indiquée dans le diagramme fonctionnel simplifié de la figure 4.

Les coïncidences des compteurs 1 et 2 indiquent le passage des muons. Elles sont enregistrées par un diviseur et servent à calibrer le faisceau.

Une coïncidence entre les compteurs 1, 2, 3, avec 4 en anti-coïncidence (1, 2, 3 et $\bar{4}$), indique le passage d'un muon à travers le cuivre. Ce signal est enregistré dans un diviseur et démarre le balayage de l'oscilloscope Tektronix 545. Il donne aussi le signal de référence "temps zéro".

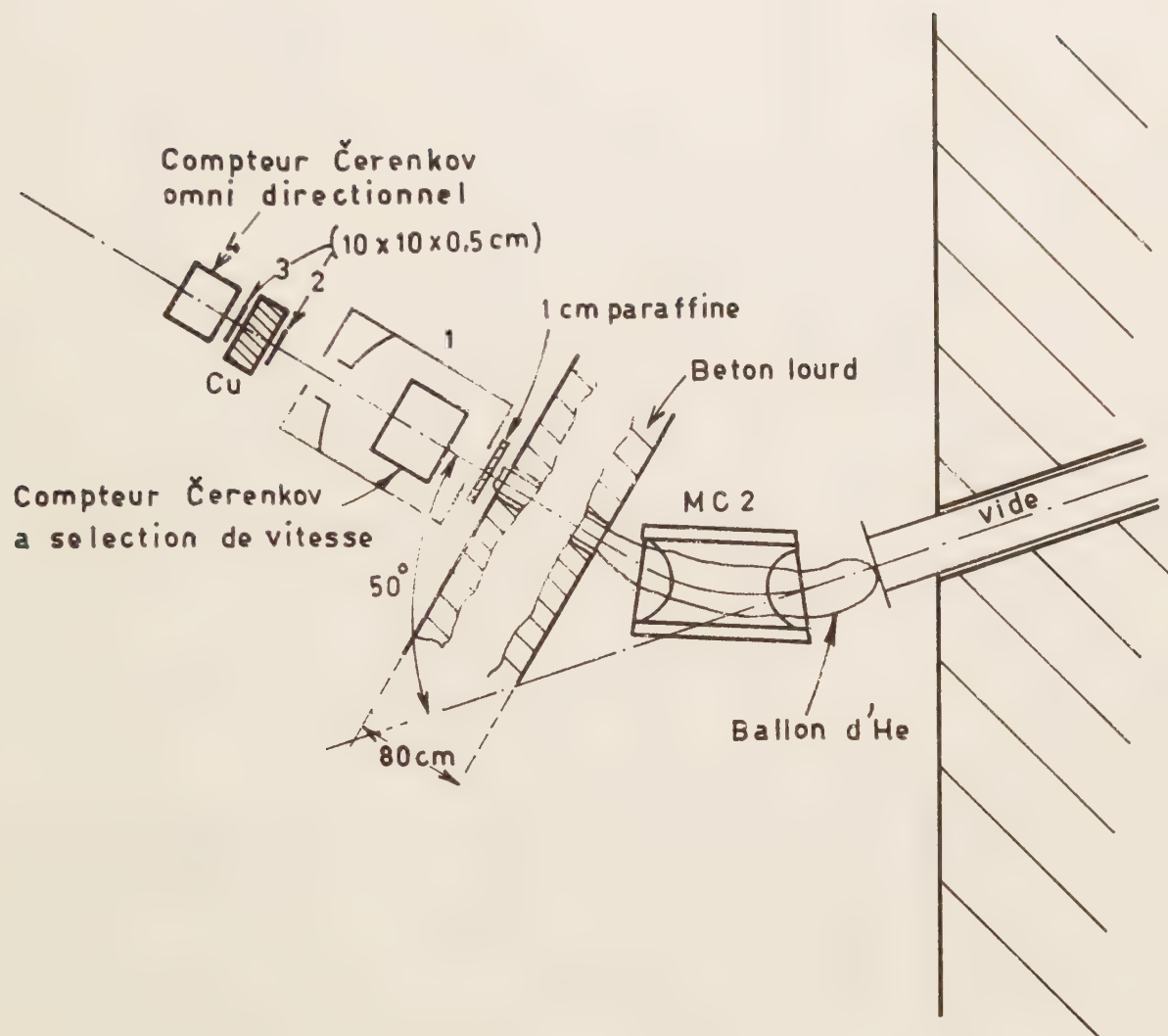


Fig. 3

L'anti-coïncidence du compteur 4 élimine la plupart des coïncidences fortuites dues aux électrons rapides du faisceau.

Les impulsions des coïncidences entre le compteur à électrons No 4 avec le compteur No 2 en anti-coïncidence (4, $\bar{2}$) représentent un électron de désintégration d'un muon arrêté dans le compteur 4 ou un électron de bruit de fond.

La mise en anti-coïncidence du compteur No 2 élimine des coïncidences dues aux électrons du faisceau.

Le signal représentatif d'électrons de désintégration (4- $\bar{2}$) est enregistré par une échelle de comptage et montré sur le balayage de l'oscilloscope pour indiquer le moment de la désintégration.

Avant que le signal soit envoyé à l'amplificateur vertical de l'oscilloscope, il est mélangé à l'impulsion du muon (1, 2, 3, $\bar{4}$) qui a déclenché le balayage de l'oscilloscope. Les deux impulsions sont alors retardées par une ligne à retard d'une microseconde avant d'être montrées sur le balayage de l'oscilloscope. On a donc 1 μ s de temps de balayage pour l'inspection du bruit de fond ou d'électrons accidentels avant l'arrivée du muon qui a déclenché le balayage.

Le faisceau de l'oscilloscope est modulé en intensité par un cristal oscillant continuellement à 10 Mc et dont la température est contrôlée. Ces modulations servent de calibration temporelle pour chaque balayage.

Les traces de l'oscilloscope sur un écran bleu à faible persistance ont été photographiées avec une caméra.

D. Description des compteurs

I. Compteurs à scintillations

Les compteurs à scintillations 2 et 3 sont de conception conventionnelle. Des scintillateurs plastiques de $10 \times 10 \times 0,5$ cm sont couplés optiquement à des tubes photomultiplicateurs RCA 6810 A

via des conduits de lumière en plexiglas. Ils sont utilisés comme compteurs de transmission et répondent au passage de toute particule chargée.

II. L'effet Cerenkov

Les compteurs 1 et 4 d'autre part, sont du type sélectif et utilisent la lumière Cerenkov. Celle-ci est produite d'une façon cohérente quand la vitesse d'une particule dans un milieu donné dépasse la vitesse $\frac{c}{n}$ de la lumière dans ce milieu.

L'intensité de la lumière Cerenkov en photons par cm de trajectoire de la particule est ³⁷⁾

$$\begin{aligned} I &= \frac{4\pi^2 e^2 z^2}{H c^2} \Delta \nu \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \\ &= \frac{2\pi z^2 \Delta \nu}{137 c} \sin^2 \theta \\ &= \frac{2\pi z^2}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \theta \quad \text{photons / cm}^2 \end{aligned}$$

L'angle d'émission θ de la lumière Cerenkov mesuré par rapport à la direction de la particule chargée est donné par :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

où

- $\Delta \nu$ = intervalle de fréquence des photons émis.
- $(\lambda_1 - \lambda_2)$ = limite de l'intervalle de longueur d'onde considéré.
- z = charge de la particule en unités de charge électronique.

β = rapport entre la vitesse de la particule V à la vitesse de la lumière dans le vide c .

n = indice de réfraction du milieu dans l'intervalle de fréquence détectable.

h = constante de Planck.

Pour la sensibilité en fonction de λ des photomultiplicateurs les plus courants, l'intensité devient approximativement³⁹⁾:

$$I : 450 \sin^2 \theta \text{ photons/cm}$$

La valeur utile de détection de l'intensité est réduite par les pertes par réflexion et l'efficacité d'environ 5% des cathodes de photomultiplicateur.

III. Le compteur Cerenkov pour muons

Le compteur sélecteur de muons No 1 utilise la variation de l'angle θ avec la vitesse de la particule³⁷⁾.

Pour sélectionner toute particule d'une certaine vitesse on ne collecte que la lumière émise dans un angle étroit avec $\Delta\theta = \pm 2^\circ$.

Le compteur³⁹⁾ est montré dans la figure 5. Il consiste en un cylindre de 10 cm d'épaisseur, subdivisé le long de la direction du faisceau et rempli avec divers mélanges d'eau et d'éthylène glycol. La variation de l'angle Cerenkov due à la diminution de la vitesse des muons dans le liquide est donc compensée par une augmentation de l'indice de réfraction (1,35 à 1,37). De sorte que l'angle de la lumière Cerenkov réfractée hors du radiateur est maintenu constant en moyenne.

Une image annulaire, corrigée pour les aberrations sphériques, astigmatiques et chromatiques, est formée sur quatre photomultiplicateurs 56 AVP par réflexion de la lumière sur un miroir toroïdal et passage à travers une lentille annulaire en plexiglas.

Les sorties de chaque paire de photomultiplicateurs étaient connectées en parallèle. L'efficacité de détection de ce compteur pour les muons est d'environ 98%. Mais elle n'est que d'environ 10^{-5} pour des pions et des électrons de la même quantité de mouvement.

IV. Le compteur Cerenkov à électrons

Le compteur (No 4) utilise le seuil d'émission de la lumière Cerenkov. Pour du plexiglas avec $n = 1,5$, le seuil se situe pour un $\beta = 0,67$.

Les électrons de désintégration des muons ont une énergie moyenne de 34 MeV. Leur $\beta = 1$ et leur parcours est suffisant pour traverser le compteur. Ils sont donc facilement détectés. Les muons, très lents au contraire, ne sont pas détectables car leur vitesse est bien inférieure au seuil Cerenkov.

Le compteur est fait d'un cylindre de plexiglas de 5 cm d'épaisseur et de 10 cm de diamètre. L'une des faces planes est couplée optiquement à un tube photomultiplicateur avec photo-cathode de 4 cm de diamètre (RCA C 7071). Toutes les autres surfaces sont enduites d'aluminium évaporé pour donner une sensibilité 4π ;

Le compteur est entouré de deux couches de 1 mm de mu-métal qui réduit le champ magnétique dans le plexiglas à environ 10^{-2} gauss. L'importance d'un blindage magnétique soigné de ce compteur où stoppent les muons, réside dans la découverte assez récente que les faisceaux de muons produits par les cyclotrons sont polarisés et se désintègrent en émettant un positron préférentiellement dans une direction opposée à leur quantité de mouvement ³⁾.

Un champ magnétique B produirait une précession du moment magnétique du muon au taux :

$$\omega = g \frac{e}{2mc} B$$

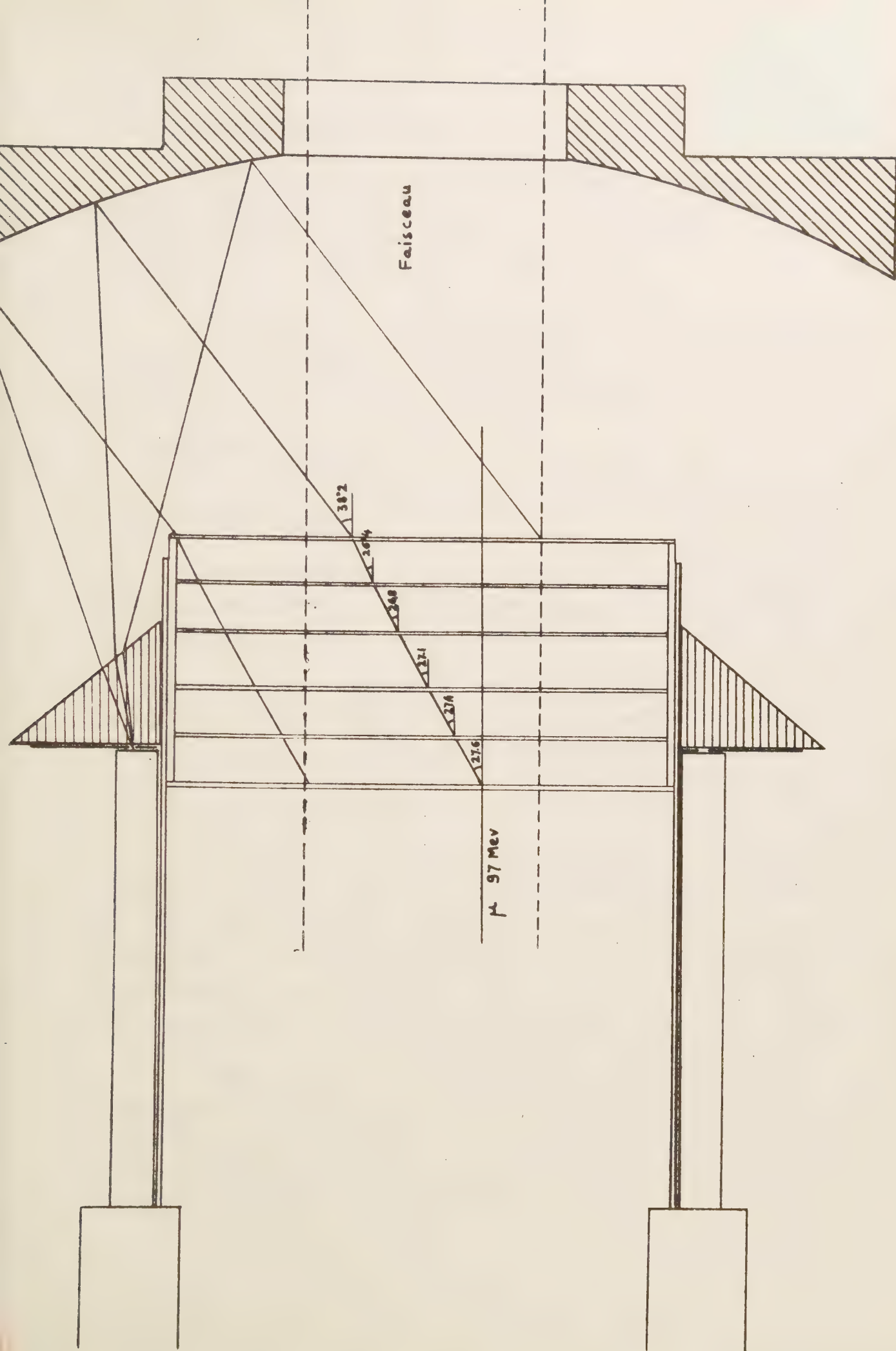


Fig. 5 D.I.S.C. réglé pour $A = 0.85$

où $g \approx 2$ est le rapport gyromagnétique du muon.

Si le compteur No 4 n'était pas absolument isotropique dans son efficacité de détection, la précession pourrait produire une distorsion de la courbe apparente de désintégration et présenterait donc une cause d'erreur systématique.

Le fait que le compteur No 4 est sensible dans un angle 4π et que le champ magnétique est négligeable, nous rend doublement certains que la précession n'influence pas le résultat final.

E. Procédé expérimental

On ajuste d'abord les hautes tensions des compteurs à leurs plateaux respectifs.

Les coïncidences et anticoincidences entre les différents compteurs sont établies en variant les longueurs de câble entre les compteurs et leurs circuits de coïncidence respectifs.

Les champs magnétiques dans les aimants défecteurs sont soigneusement ajustés afin de centrer la composante muonique du faisceau sur l'assemblage des compteurs. Une courbe typique de l'intensité des muons en fonction du courant dans l'aimant MC 2 est montrée dans la figure 6.

L'épaisseur de cuivre qui ralentit les muons entre les compteurs 2 et 3 est choisie de façon à rendre optimum le nombre de muons s'arrêtant dans le compteur à électrons No 4. Un exemple d'une courbe différentielle de parcours prise dans un arrangement légèrement différent est montré dans la figure 7. Cette courbe est corrigée pour les impulsions accidentelles et de bruit de fond.

Après que les μ^+ aient été stoppés et se soient désintégrés dans le compteur à électrons, l'intensité du faisceau du cyclotron est réduite à environ 10 balayages par seconde pour réduire la probabilité qu'une seconde impulsion de μ^+ n'apparaisse pendant le temps de balayage d'environ 10^{-6} sec.

Les contrôles de l'oscilloscope et de l'oscillateur de calibration furent ajustés pour donner le degré de modulation désiré sur les traces sans effacer des parties d'impulsions. La vitesse de déroulement du film était de 35 cm par minute.

Un fac-similé des traces et de leurs combinaisons variées est montré dans la figure 8.

Le film a été dépouillé avec un lecteur de microfilms qui agrandissait la longueur du balayage à 30 cm.

Une échelle transparente mobile a été préparée en tirant des lignes verticales coïncidant avec les marques repères de la calibration de 10 Mc. Cette échelle, qui était fréquemment vérifiée avec les repères de calibration d'autres balayages, a été mise en place pour synchroniser les repères de calibration avec le signal de référence "temps zéro". Ceci facilite le comptage des repères de calibration.

Le nombre de repères de calibration jusqu'à l'impulsion de l'électron de désintégration était alors enregistré.

On avait donc 80 canaux de temps, de 10^{-7} sec chacun après t_0 et 10 avant t_0 . On a pu assigner les impulsions à leurs canaux individuels d'une manière reproductible et avec une exactitude de $\pm 0,01 \mu s$.

Il a fallu environ 30 heures du cyclotron du CERN, y compris le travail préparatoire, pour mettre en place l'expérience et exposer le film.

Mais, d'autre part, il fallut environ 300 heures pour dépouiller et enregistrer environ 5×10^4 traces. Le dépouillement fut vérifié pour détecter les erreurs systématiques.

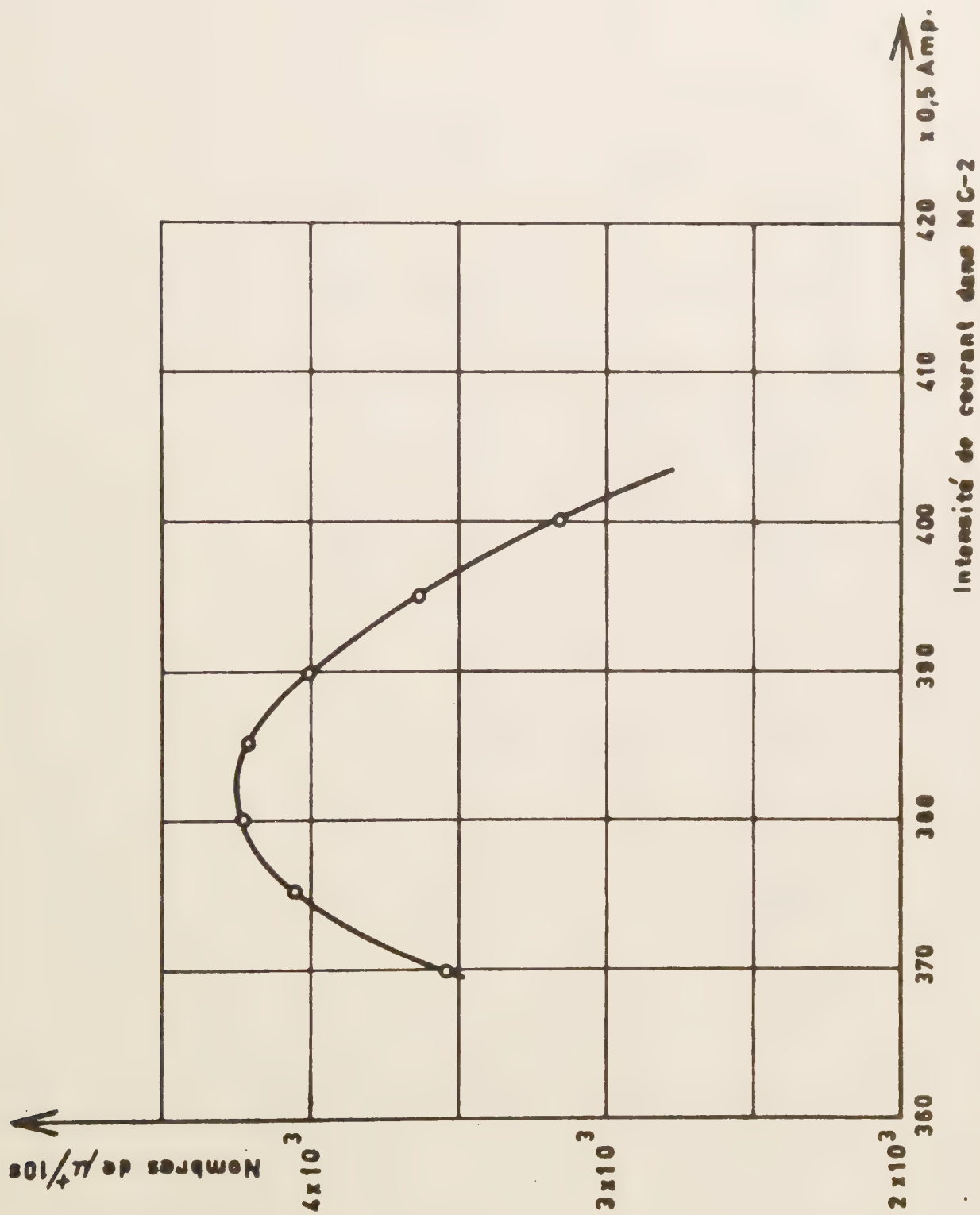


Fig. 6

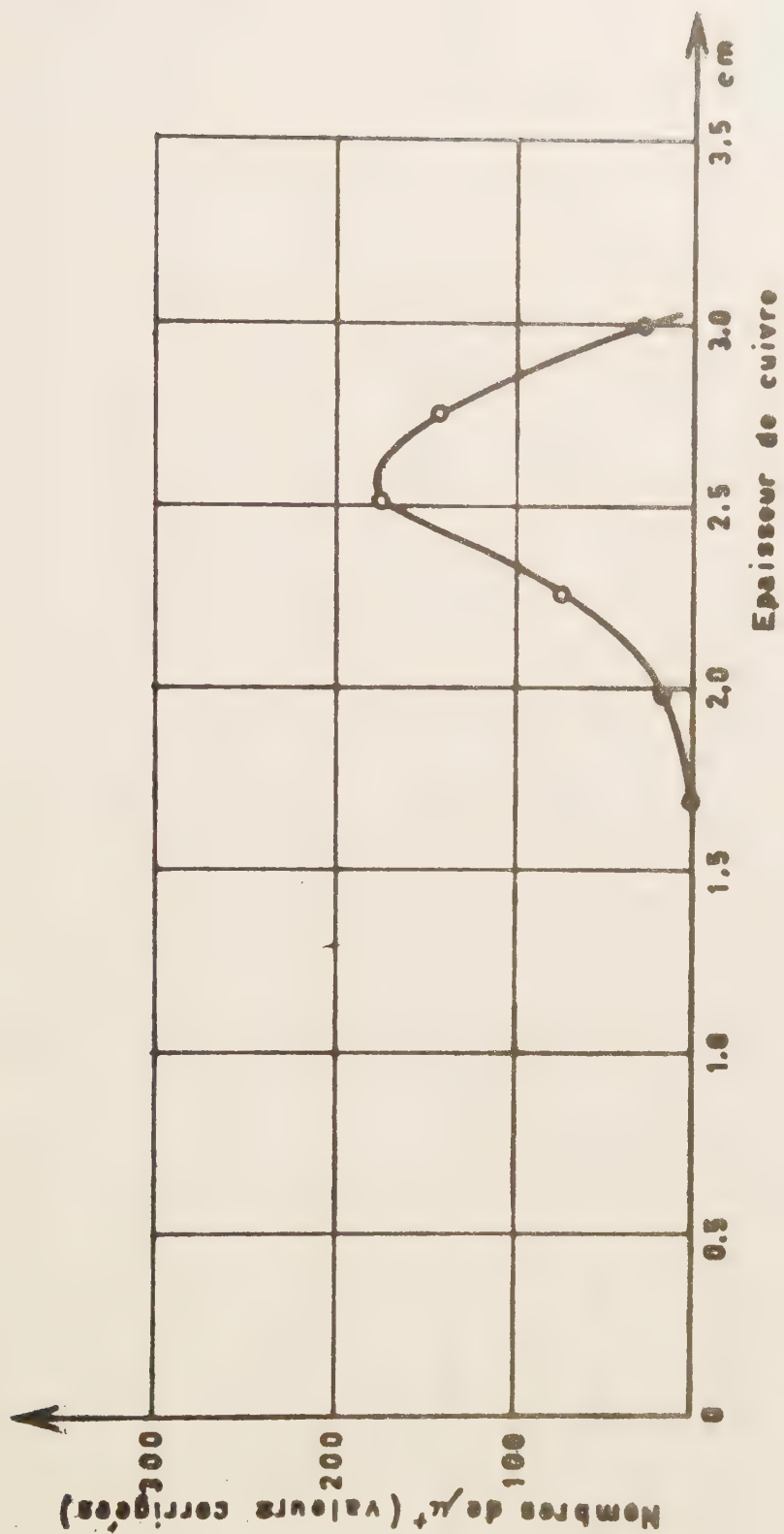


Fig. 7

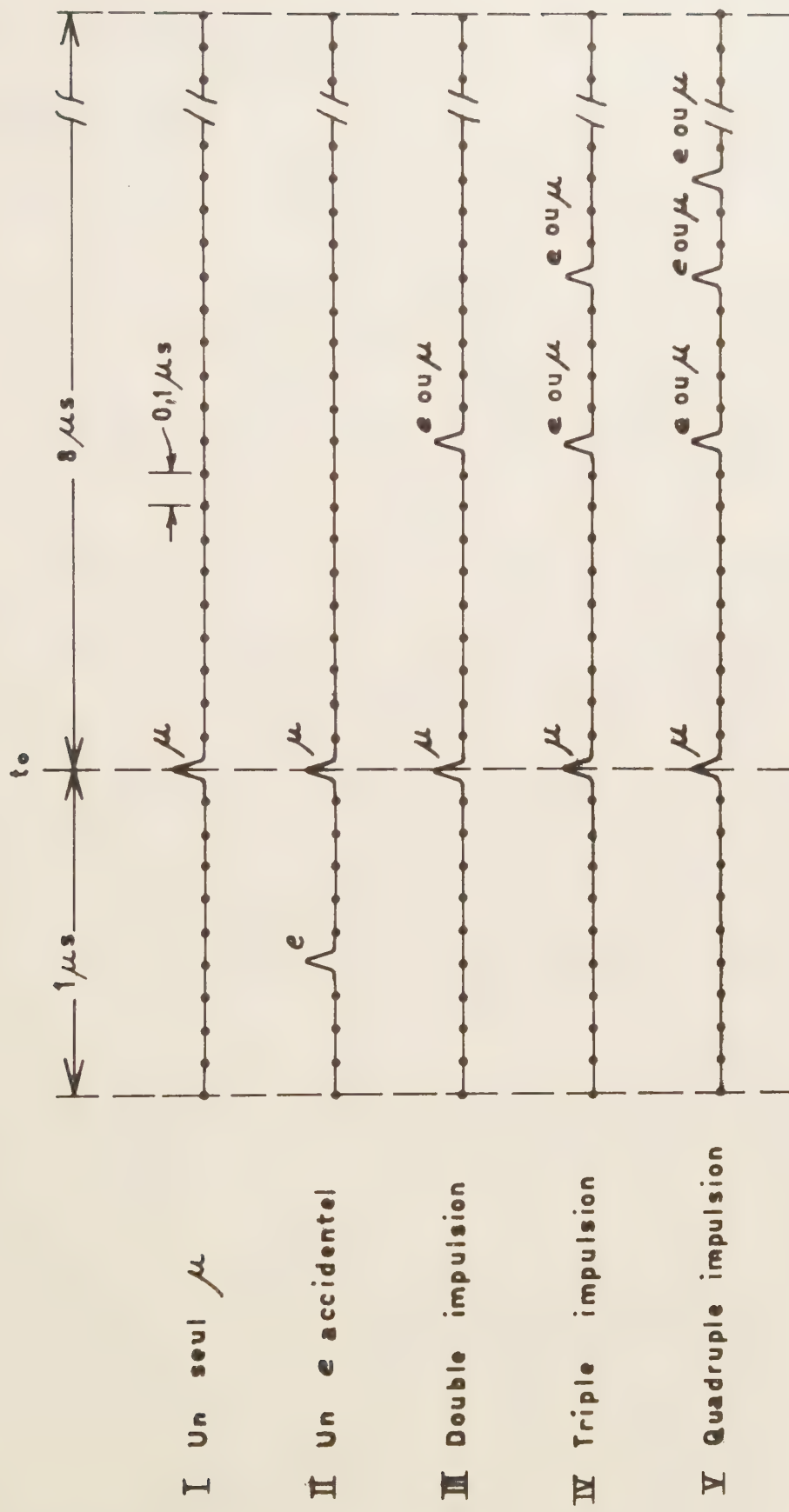


Fig. 8

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET LEUR ANALYSE

A. Espèces de traces

Les diverses combinaisons d'impulsions sont montrées dans la figure 8.

Elles peuvent être groupées selon le nombre d'impulsions sur chaque balayage. Chaque impulsion peut représenter soit un muon soit un électron à l'exception de l'impulsion en t_0 qui est le muon qui déclenche le balayage et des impulsions avant t_0 qui ne peuvent être que des électrons car si c'était un muon, il aurait déclenché le balayage.

Un balayage avec uniquement l'impulsion du muon en t_0 indique que ce muon n'a pas atteint, ou ne s'est pas désintégré, dans le compteur à électrons ou encore que le parcours de l'électron dans le compteur était trop court pour donner une impulsion.

Une impulsion d'électron à gauche de t_0 est un événement accidentel de bruit de fond causé soit par le cyclotron soit par de la radioactivité naturelle. Le bruit de fond cosmique peut être négligé; le temps d'observation total pour tous les balayages est de $1,5 \times 10^5$ balayages $\times 9 \mu s$. = 1.4 seconde seulement pendant lesquels on ne peut s'attendre qu'à l'enregistrement de deux rayons cosmiques.

Les impulsions à droite de t_0 sont des mélanges de désintégration de muons et d'accidentels. Les combinaisons sont analysées en détail dans la section 4 C.

B. Résumé des données filmées

Les traces filmées ont été analysées dans le temps dans 80 canaux de $0,1 \mu s$ chacun après t_0 et dans 10 canaux pareils avant t_0 .

La somme de toutes les impulsions, accidentels inclus, pour chaque canal est donnée dans la table I. Les nombre totaux des différentes espèces de traces, c'est-à-dire simples, doubles, triples, quadruples et des électrons avant t_0 sont donnés dans la table II. Certains de ces totaux sont comparés avec des valeurs calculées dans la section 4 D.

On fait la somme des canaux, cinq par cinq, on en soustrait le bruit de fond (environ 96 coups). Les nombres obtenus sont portés sur la courbe (fig. 9). Cela donne la courbe de désintégration du μ^+ .

La distribution temporelle des électrons arrivant avant t_0 est donnée dans la figure 10; on peut supposer qu'elle est uniforme dans les limites de l'erreur statistique. La forme asymétrique de l'intensité du faisceau du cyclotron n'a pas d'influence appréciable à cause du taux de comptage peu élevé.

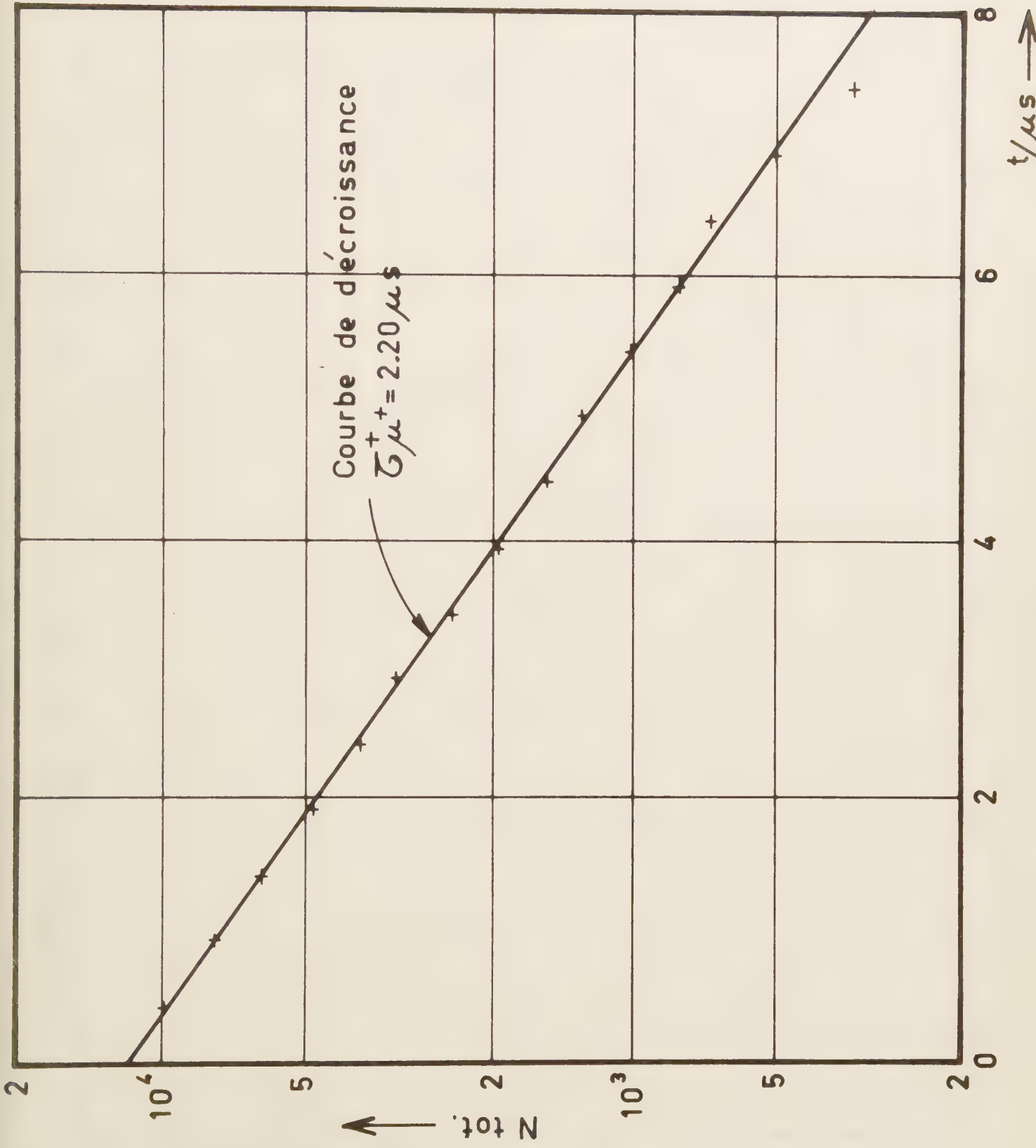


Fig. 9

coups

DISTRIBUTION DES ELECTRONS ACCIDENTELS

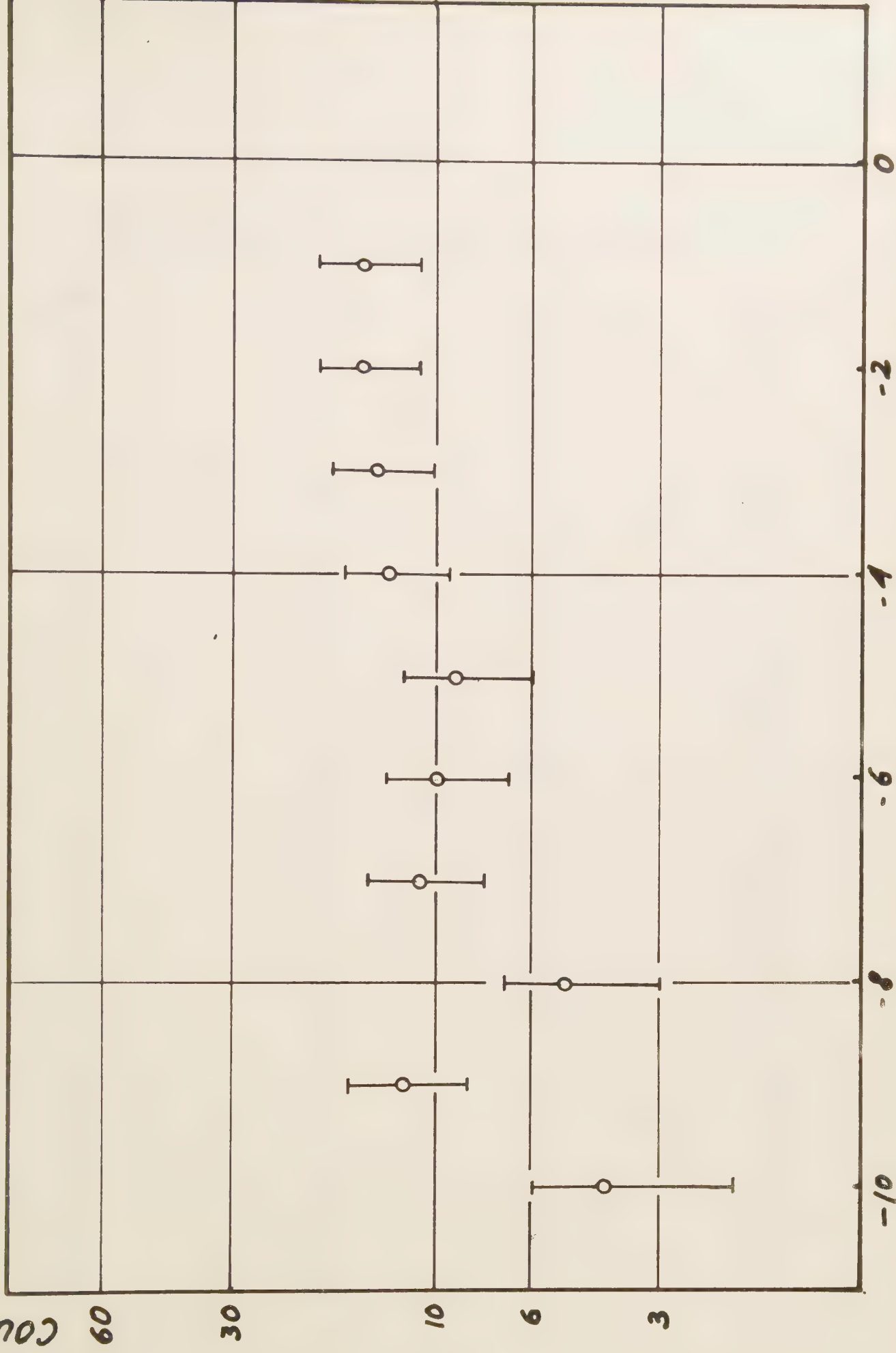


TABLE NO I

Distribution temporelle des impulsions par canal de 10^{-7} sec

<u>Canal</u>	<u>Impulsions</u>	<u>Canal</u>	<u>Impulsions</u>
1	(1851)	41	347
2	2144	42	347
3	2100	43	361
4	1929	44	308
5	1834	45	290
6	1877	46	308
7	1711	47	275
8	1589	48	276
9	1519	49	294
10	1511	50	269
11	1511	51	268
12	1387	52	240
13	1304	53	216
14	1261	54	220
15	1136	55	209
16	1134	56	223
17	1076	57	181
18	1007	58	200
19	938	59	198
20	938	60	160
21	917	61	162
22	839	62	165
23	815	63	170
24	760	64	164
25	726	65	151
26	794	66	143
27	701	67	136
28	682	68	131
29	661	69	117
30	581	70	124
31	622	71	102
32	589	72	95
33	490	73	95
34	545	74	86
35	459	75	87
36	467	76	75
37	474	77	(82)
38	388	78	(51)
39	411	79	(24)
40	417	80	(-)

TABLE NO II

Totaux des combinaisons d'impulsions

<u>Type de traces</u>	<u>Nombre de balayages</u>
Simples	93 741
Doubles	49 338
Doubles, excepté les 3 premiers et les 3 derniers canaux	47 374
Triples	581
Quadruples	62
Impulsions dans le temps négatif, 10 canaux	96
Impulsions dans le temps négatif, canaux 3 à 7	52
Total de tous les balayages, simples, doubles, triples et quadruples	143 722

C. Analyse des traces et probabilité de combinaisons accidentelles d'impulsions

Notation :

N_s = 143 722, le nombre total de balayages observés

μ = 10, le nombre moyen de balayages par seconde

$N_{\mu e}$ = 49 338, le nombre apparent de désintégrations $\mu + e$ ("double")

A cause de la géométrie des compteurs et de la disposition des absorbeurs, à cause aussi de la diffusion et de la dispersion du parcours des μ^+ , une fraction K seulement des muons (balayage) est capable d'atteindre et de s'arrêter dans le compteur à électrons et de s'y désintégrer visiblement pendant les 8 premiers μs .

$$K = \frac{N_e}{N_s} = \frac{49338}{143722} = 0,36 \quad \text{Le rapport observé,}$$

$$N_e = \frac{96}{N_s} \quad \text{Le nombre observé d'électrons accidentels par balayage ayant le temps } t_0.$$

$$T = 8 \times 10^{-6} \text{ sec} \quad \text{La durée du balayage après } t_0.$$

$$T' = 1 \times 10^{-6} \text{ sec} \quad \text{La durée du balayage avant } t_0.$$

$$\eta = 2\% \quad \text{Le cycle moyen effectif du faisceau de pions du cyclotron.}$$

Les probabilités sont exprimées par rapport à N_μ c'est-à-dire en nombre de cas par balayage.

i) Cas d'impulsions simples, c'est-à-dire un μ^+ qui ne s'est pas désintégré dans le compteur à électrons.

La probabilité qu'un balayage soit de cette nature est :

$$P_0 = (1-K) \approx \frac{2}{3}$$

ii) Cas d'impulsions doubles, c'est-à-dire un μ avec une autre impulsion qui le suit.

Si on suppose que c'est une désintégration $\mu \rightarrow e$ ou $e \rightarrow \mu$:

$$P_{\mu e} = \frac{N_{\mu e}}{N_s} \approx K.$$

Cependant, la seconde impulsion pourrait être un électron accidentel ou un muon.

Le nombre d'électrons accidentels par balayage, sans s'occuper d'autres impulsions, peut être obtenu à partir des cas observés avant t_0 à cause de leur distribution uniforme. D'où :

$$P_e = N_e \frac{T}{T'}$$

Cependant, si on déduit la probabilité de l'électron de désintégration du muon à t_0 (événement triple), il reste :

$$P'_e \simeq N_e \frac{T}{T'} (1-K)$$

On néglige évidemment les termes d'ordre plus élevé.

Le nombre de muons accidentels par balayage peut s'obtenir en considérant d'abord la probabilité P'_μ de l'apparition d'un second muon (coïncidence 1,2,3,4) pendant le temps de balayage sans s'occuper de l'endroit de désintégration. Comme on peut négliger la largeur de l'impulsion de coïncidence, ($\approx 5 \times 10^{-8}$ sec) par rapport à la longueur du balayage (8×10^{-6}) on obtient :

$$P'_\mu = \frac{N_\mu T}{\eta}$$

Cependant, il faut soustraire de cette expression la probabilité de l'électron de désintégration du muon arrivant à t_0 ainsi que la probabilité d'un électron de décroissance d'un muon accidentel.

La probabilité d'un électron de désintégration suivant le muon initial est K et pour un électron accidentel de désintégration K'

$$K' = K \int_0^{8\mu s.} (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \frac{dt}{8\mu s} \simeq 0.73K$$

On suppose que la probabilité d'apparition d'un second muon sur la trace est uniforme. Si elle se produit à un temps t avant la fin de la trace, la probabilité d'apparition de l'électron de désintégration sur la même trace est $1 - e^{-\frac{t}{T}}$.

Donc la probabilité pour que la seconde impulsion d'une trace comportant deux impulsions soit un muon est :

$$P_\mu \simeq \frac{N_\mu T}{\eta} (1 - K - K' + KK')$$

On a déduit de ceci la probabilité d'apparition des deux électrons de désintégration sur la même trace, selon le procédé suivant :

La probabilité de $\mu_0 + e + \mu$ est : $K(1-K') \frac{N_\mu T}{\eta}$

et de $\mu_0 + \mu + e$ est : $K' (1-K) \frac{N_\mu T}{\eta}$

et de $\mu_0 + e + \mu + e$ est : $KK' \frac{N_\mu T}{\eta}$ où μ_0 est le muon à t_0 .

La somme est : $(K + K' - KK') \frac{N_\mu T}{\eta}$

D'où la probabilité d'une impulsion double, accidentelle est : $P_{\text{accident. } \mu \text{ ou } e} = P_e' + P_\mu \left[\frac{N_e}{T'} (1-K) + \frac{N_\mu}{\eta} (1-K-K'+KK') \right] T.$

iii) Les impulsions triples

Celles-ci peuvent être n'importe laquelle des combinaisons suivantes dans lesquelles les particules parentes sont entre parenthèses :

- 1) $(\mu + e) + e$ accidentel.
- 2) $(\mu + e) + \mu$ accidentel.
- 3) $\mu + (\mu + e)$ accidentel.
- 4) $\mu + 2 \mu$ ou e accidentels non apparentés.

A partir des résultats des sections I et II on obtient la probabilité du cas 1 :

$$P_1 \approx P_\mu e$$

et pour le cas 2 :

$$P_2 \approx K \times (1-K') \frac{N_\mu T}{\eta}$$

Le cas 3 est la combinaison d'un balayage simple de muon avec un muon accidentel se désintégrant dans le compteur à électron. Mais ce dernier n'arrive que dans la fraction K' du total des muons accidentels. De là :

$$P_3 \simeq P_0 \times K P_{\mu}' \simeq (1-K) K' \frac{N_{\mu} T}{\eta}$$

qui a la même valeur que P_2 .

Le cas 4 représente des combinaisons de balayages de muons simples avec deux accidentels non apparents, d'où :

$$P_4 \simeq P_0 \times (P_e + P_{\mu}) (P_e + P_{\mu})$$

Cette expression contient T^2 et peut donc être négligée. Il s'ensuit que :

$$\begin{aligned} P_{\text{triple}} &\simeq P_1 + P_2 + P_3 - P_a \\ &\simeq K \frac{N_e T}{T'} + (1-K') K + (1-K) K' - KK' \frac{N_{\mu} T}{\eta} \\ &= K \frac{N_e T}{T'} + (K + K' - KK') \frac{N_{\mu} T}{\eta} \end{aligned}$$

On a déduit ici la possibilité du cas quadruple (P_a) ainsi qu'on l'explique plus bas.

iv) L'impulsion quadruple

Les combinaisons possibles sont les suivantes :

- a) $(\mu + e) + (\mu + e)$
- b) $(\mu + e) + 2$ accidentels non apparentés
- c) $\mu + (\mu + e) +$ un muon ou un électron accidentel
- d) $\mu + 3$ accidentels non apparentés.

Utilisant les résultats précédents, on obtient pour le cas a) :

$$P_a \simeq P_{\mu e} \times K' \quad P_{\mu} \times \simeq K' \quad \frac{N T}{\mu}$$

Pour le cas b) :

$$P_b \simeq P_{\mu e} (P_e + P_{\mu})^2$$

lequel contient T^2 et peut donc être négligé.

Pour le cas c) :

$$P_e \simeq P_o \times K' \quad P_{\mu}' \times (P_e + P_{\mu})$$

Cette expression contient aussi T^2 .

Pour le cas d) :

$$P_d \simeq P_o \times (P_e + P_{\mu})^3$$

qui contient T^3 et peut donc certainement être négligée.

D'où on obtient la probabilité d'impulsions quadruples :

$$P_{\text{quadruple}} \simeq P_a \simeq K K' \quad \frac{N T}{\eta}$$

D. Comparaison entre les nombres de combinaisons d'impulsions observées et calculées

Dans la Table III, on fait une comparaison entre les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs calculées pour les impulsions triples et quadruples.

On voit que les valeurs sont en bon accord et montrent la validité du calcul.

La courbe expérimentale de désintégration peut donc être représentée par l'équation suivante :

$$y = A + B e^{-Ct}$$

où A, B et C sont des constantes.

5. CALCUL DE LA VIE MOYENNE DU MUON

La vie moyenne du μ^+ , $\tau_{\mu^+} = \frac{1}{C}$ peut être obtenue à partir de constantes de l'équation de la courbe non corrigée de désintégration. Pour obtenir ces constantes, on applique la méthode des moindres carrés aux résultats à l'aide de l'ordinatrice Mercury du CERN.

A. Les résultats

Les impulsions dans chaque canal de temps sont additionnées tous les 5 canaux (voir table IV). Le premier et les trois derniers canaux ne sont pas utilisés, pour éviter toutes erreurs dues à des effets de bord et à une statistique insuffisante.

TABLE NO IV

<u>Temps moyen</u>	<u>Impulsions</u>	<u>Temps moyen</u>	<u>Impulsions</u>
.4 $\mu s.$	9884	4.4 μsec	1614
.9	7841	4.9	1382
1.4	6222	5.4	1108
1.9	4876	5.9	901
2.4	3934	6.4	793
2.9	3247	6.9	610
3.4	2550	7.4	438
3.9	2037		

B. Estimation de la valeur des constantes de la courbe de désintégration non corrigée $y = A + B e^{-Ct}$

Pour estimer A, c'est-à-dire la partie uniforme représentant les accidentels, on peut utiliser la probabilité des accidentels analysée dans la section 4 C.

En première approximation, les accidentels sont la somme d'électrons et de muons accidentels ainsi que les électrons de désintégration des muons accidentels.

Pour une largeur de canal, c'est-à-dire $T'' = 10^{-7}$ sec, on obtient

$$\text{Electrons accid.} \approx \frac{N_e T''}{T'} \quad \frac{96 \times 10^{-7}}{10^{-6}} \approx 9.6$$

$$\text{Muons accid.} \approx \frac{N_\mu}{\eta} N_s T'' \approx \frac{10}{2 \times 10^{-2}} \quad 1.44 \times 10^5 \times 10^{-7} \quad 7.2$$

$$\begin{array}{l} \text{Electrons de désintégration de muons} \\ \text{accidentels} \end{array} \quad K' \times \text{muon accid.} \approx 0.73 \times 0.36 \times 7.2 \approx \underline{1.9}$$

$$\text{Total des accidentels :} \quad 19 \text{ événements} / 10^{-7} \text{ s.}$$

Pour un intervalle de 5 canaux, on a donc $A \approx 95$.

On peut avoir une estimation de C par la pente de courbe de désintégration de la figure 9. Ceci est environ 0,22 pour 5 canaux.

Pour obtenir B, c'est-à-dire le nombre de désintégration à t_0 on peut noter la valeur approximative de la courbe à t_0 .

$$B \approx y(t_0) \approx 1,15 \times 10^4 \text{ pour 5 canaux}$$

Donc, l'équation estimée est : $y = 95 + 1,15 \times 10^4 e^{-0,22t}$

C. Détermination des constantes par la méthode des moindres carrés ⁴⁰⁾

i) Dérivation des équations normales

Dans l'équation de désintégration

$$f(t) = A + B e^{-Ct}$$

posons $A = A_0 + a$

$$B = B_0 + b$$

$$C = C_0 + c$$

où a , b et c sont de petites corrections aux valeurs estimées A_0 , B_0 et C_0 .

Alors

$$\begin{aligned} f(t) &= (A_0 + a) + B_0 e^{-Ct} + b e^{-C_0 t} \\ &= (A_0 + a) + (B_0 + b) e^{-C_0 t} - ct B_0 e^{-C_0 t} \end{aligned}$$

Posons :

$$f_0(t) = A_0 + B_0 e^{-C_0 t}$$

Alors

$$f(t) - F_0(t) = a + b e^{-C_0 t} - ct B_0 e^{-C_0 t}$$

Maintenant, posons y_i la valeur expérimentale de $f(t)$ aux moments t_i et w_i les poids statistiques qui y sont attachés. On désire minimiser les différentes entre y_i et Y_i , la valeur correspondante de l'équation correcte.

En différenciant et égalant à 0, on obtient :

$$\frac{\delta}{\delta a} \left\{ \sum_i w_i \left[f(t_i) - y_i \right]^2 \right\} = 0$$

$$\frac{\delta}{\delta b} \left\{ \sum_i w_i \left[f(t_i) - y_i \right]^2 \right\} = 0$$

$$\frac{\delta}{\delta c} \left\{ \sum_i w_i \left[f(t_i) - y_i \right]^2 \right\} = 0$$

$$\sum_i w_i \left[a + b e^{-C_0 t} - c t_i B_0 e^{-C_0 t_i + f_0(t_i) - y_i} \right] = 0$$

$$\sum_i w_i \left[a + b e^{-C_0 t} - c t_i B_0 e^{-C_0 t_i + f_0(t_i) - y_i} \right] e^{-C_0 t_i} = 0$$

$$\sum_i w_i \left[a + b e^{-C_0 t} - c t_i B_0 e^{-C_0 t_i + f_0(t_i) - y_i} \right] t_i e^{-C_0 t_i} = 0$$

Si $F_i = Y_i - f_0(t_i)$, le système de trois équations linéaires à résoudre est :

$$a \sum_i w_i + b \sum_i e^{-C_0 t - c} B_0 \sum_i w_i t_i e^{-C_0 t_i} = \sum_i w_i F_i$$

$$a \sum_i w_i e^{-C_0 t_i} + b \sum_i w_i e^{-2C_0 t_i - c B_0} \sum_i w_i t_i e^{-C_0 t_i} = \sum_i w_i F_i e^{-C_0 t_i}$$

$$a \sum_i w_i t_i e^{-C_0 t_i} + b \sum_i w_i t_i e^{-2C_0 t_i - c B_0} \sum_i w_i t_i^2 e^{-2C_0 t_i} = \sum_i w_i F_i t_i e^{-C_0 t_i}$$

ii) Résultat

Les solutions ont été obtenues par l'ordinatrice Mercury du CERN pour laquelle le calcul matriciel est spécialement facile. Elles sont ajoutées à A_0 , B_0 et C_0 . Ces sommes sont automatiquement réinjectées pour un nouvel essai. Cette itération reproduite 5 fois montre une convergence rapide.

Le résultat final donné par la machine était :

$A = 99$, $B = 11650$ et $C = 0,227$. On obtient ainsi :

$$\tau(\mu^+) \simeq \frac{0,5}{0,227} \simeq 2.20 \pm 0.015 \mu s.$$

dans laquelle $0,5 \mu s$ est l'intervalle de temps des 5 canaux.

L'erreur statistique sur $\tau(\mu^+)$ a été calculée aussi par la machine selon la méthode de Cziffra et Moravcsik⁴⁰). On obtient $\frac{1}{2}\%$. L'erreur a été augmentée arbitrairement pour tenir compte des erreurs systématiques résiduelles.

6. DISCUSSION ET CONCLUSIONS

A. Comparaison des déterminations expérimentales de $\tau(\mu^+)$.

De nombreuses mesures de $\tau(\mu^+)$ ont été publiées. Les plus significatives sont données dans la Table V par ordre chronologique. On peut observer que les muons étaient d'origine cosmique aussi bien qu'artificielle. Les méthodes les plus variées de détection et de mesures ont été utilisées. La variation des résultats peut être due à des erreurs systématiques non détectées au moment de la mesure.

Les deux dernières mesures portaient sur plus de 10^6 désintégrations. Elles utilisaient des méthodes similaires. Les erreurs sont petites. La différence dans les résultats est donc remarquable et montre la nécessité de réduire les erreurs systématiques.

La moyenne pondérée des mesures ci-dessus, de même que la moyenne pesée des deux dernières mesures qui ont la plus petite erreur reconnue, sont calculées dans la Table VI.

TABLE NO V

Auteurs	τ_{μ^+} (μ s)	Origine des μ^+	Détecteurs	Méthode
a) Nereson et Rossi ⁴¹⁾	2.15 ± 0.07	Cosmique	G.M.	Conversion temps - amplitude
b) Conversi et Piccioni ⁴²⁾	2.33 ± 0.15	Cosmique	G.M.	Coïncidences retardées
c) H.K. Ticho ⁴³⁾	2.11 ± 0.10	Cosmique	G.M.	Photographie de traces d'oscilloscope
d) L.V. Alvarez et al ⁴⁴⁾	2.09 ± 0.03	Cyclotron	Scintillation	-
e) Bell et Hincks ³⁴⁾	2.22 ± 0.02	Cosmique	G.M.	Coïncidences retardées
f) Dudziak et al ³⁶⁾	2.21 ± 0.02	Cyclotron	Scintillation	Séries calibrées de portes
g) Swanson et al ⁴⁵⁾	2.216 ± 0.007	Cyclotron	Scintillation	(Comptage électronique d'impulsions)
h) Romanofsky et al ⁴⁶⁾ (préliminaire)	2.16 ± 0.01	Cyclotron	Scintillation	(d'oscillateurs)

TABLE NO VI

Calcul des valeurs moyennes pondérées de τ (μ^+)

Auteur	τ_{μ^+}	$\pm$ Erreur	(Erreur) ²	Poids	Pondéré	$(\tau_{ab}-\tau_i)^2 w_i$
(g)	2.261	.007	$.49 \times 10^{-4}$	1.000	2.261	16.000×10^{-4}
(h)	2.16	.01	1.0×10^{-4}	.4900	1.058	18.233×10^{-4}
(f)	2.21	.02	4.0×10^{-4}	.1225	.271	$.1483 \times 10^{-4}$
(e)	2.22	.02	4.0×10^{-4}	.1225	.272	$.0012 \times 10^{-4}$
(d)	2.09	.03	9.0×10^{-4}	.0544	.114	9.3358×10^{-4}
(a)	2.15	.07	49.0×10^{-4}	.0100	.022	$.5041 \times 10^{-4}$
(c)	2.11	.1	100.0×10^{-4}	.0049	.010	$.6037 \times 10^{-4}$
(b)	2.33	.15	225.0×10^{-4}	.0022	.005	$.2519 \times 10^{-4}$
				1.8065	4.013	45.078×10^{-4}

$$\tau(\mu^+) \text{ moyen pondéré} \simeq \frac{4.013}{1.8065} \simeq 2.221$$

$$\text{Erreur moyenne} \simeq \left[\frac{\sum (\tau_{ab}-\tau_i)^2 w_i}{n \sum w_i} \right]^{\frac{1}{2}} \simeq \left[\frac{45.078 \times 10^{-4}}{8 \times 1.8065} \right]^{\frac{1}{2}} \simeq \pm 0.018$$

Résultats : Moyenne des autres chercheurs : $2.221 \pm 0,018 \mu s.$

Cette expérience : $2.20 \pm 0,015 \mu s.$

Les valeurs moyennes sont influencées par les erreurs individuelles. Certaines ont cependant été augmentées arbitrairement par certains auteurs (p.ex. (h) et dans une moindre mesure (g)) pour tenir compte des incertitudes systématiques inconnues.

Il faut noter maintenant que les moyennes pondérées des mesures des autres chercheurs sont en bon accord avec le résultats de cette expérience. Ce n'est pourtant pas le cas des deux mesures plus précises g et h prises individuellement.

Ceci montre que les erreurs systématiques d'expériences indépendantes tendent à s'annuler. Ceci peut également signifier que cette expérience est relativement exempte d'erreurs systématiques ainsi qu'on a essayé de la rendre.

B. Comparaison avec les estimations théoriques de $\tau(\mu^+)$

L'hypothèse de la conservation d'un courant vectoriel et d'une constante de couplage universelle pour les interactions faibles, ainsi qu'on en a discuté dans le chapitre I, rend possible l'estimation de la vie moyenne du muon si on accepte la constante de couplage G de la désintégration β d'une transition purement vectorielle comme $O^{14} \rightarrow N^{14} + e^+ + \nu$. Dans cette réaction Brimley⁴⁷⁾ a trouvé que :

$$G = (1.41 \pm 0,01) \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3$$

c'est-à-dire :

$$G = (1.01 \pm 0,01) 10^{-5}/M^2$$

si $\hbar = c = 1$ et M = masse du proton.

Avec cette constante de couplage, Feynmann et Gell-Mann ont calculé⁸⁾ :

$$\tau(\mu^+) = 192 \hbar^3 / G^2 \mu^5 = (2,26 \pm 0,04) \mu s.$$

Plusieurs corrections⁴⁷⁻⁴⁹⁾ ont été apportées à cette valeur. La constante de couplage de O^{14} a été corrigée pour tenir compte de courants mésoniques virtuels autour des nucléons dans des interactions vectorielles de désintégration β .

La désintégration du muon demande en outre des corrections électromagnétiques.

La dernière correction radiative à une interaction de Fermi calculée par Kinoshita et Sirlin³⁵⁾ produit une réduction de la vie de O^{14} d'environ 1,7% et une augmentation de la vie moyenne du muon de 0,4%. On ne comprend d'ailleurs pas bien pourquoi les corrections radiatives doivent augmenter la vie moyenne du muon plutôt que la réduire.

L'estimation théorique corrigée devient donc :

$$\tau(\mu) = 2.31 \pm 0,05 \mu s.$$

On ne comprend pas bien la raison du désaccord avec la valeur expérimentale de $\tau(\mu)$.

Kinoshita et Sirlin ont suggéré que les corrections faites jusqu'à présent sont incomplètes. Un exemple serait l'influence d'effets structurels du nuage de pions sur les corrections électromagnétiques. La structure nucléaire de O^{14} peut aussi avoir une influence sur les corrections électromagnétiques.

De ce qui précède, il apparaît que la constante de couplage de la désintégration β sur laquelle on base l'estimation de $\tau(\mu)$ n'est pas encore connue avec une précision suffisante pour permettre une explication finale du désaccord sur la valeur de $\tau(\mu^+)$

C. Conclusions relative à $\tau(\mu^+)$

On a mesuré dans cette expérience la vie moyenne du muon par une méthode qui minimise les erreurs systématiques. La précision du résultat $\tau(\mu^+) = 2,20 \pm 0,015 \mu s$ est limitée principalement par la statistique.

Le résultat est en accord avec une moyenne de résultats antérieurs qui varient considérablement.

Le résultat diffère d'estimations théoriques corrigées de $\tau(\mu)$ basées sur la constante de couplage déduite de la réaction $O^{14} \rightarrow N^{14} + e^+ + \nu$.

Il faut donc prévoir des corrections ultérieures à la constante de couplage ou des modifications à la théorie.

Une théorie intéressante qui éliminerait le désaccord entre les théories antérieures et l'expérience a été suggérée par Kinoshita et Sirlin³⁵⁾. Si l'on suppose que l'interaction faible produit d'abord un méson vectoriel chargé de masse élevée ($\approx 1000 m_e$), la vie moyenne du muon serait alors $\tau(\mu) = 2.25 \pm 0,05 \mu s$. Ceci amènerait aussi un paramètre de Michel de valeur $\rho = 0.763$. Ces deux valeurs seraient en accord avec des mesures récentes.

Cette théorie prédit aussi un taux de désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$ plus rapide que celui observé jusqu'ici en supposant que la théorie universelle V-A de Fermi est valable.

CHAPITRE III

Mesure de l'hélicité du muon négatif

1. BUT ET APERCU GENERAL

A. But

Le but de ces expériences était de mesurer le signe de l'hélicité du muon dans la désintégration $\pi - \mu - e$ afin de fournir une évidence expérimentale de la validité de la théorie du neutrino à deux composantes avec conservation des leptons.

L'hélicité du muon ne peut être mesurée directement à partir de la désintégration $\pi - \mu - e$ parce que l'hélicité du neutrino ne peut être mesurée dans ce cas. Les méthodes indirectes dans lesquelles l'hélicité du muon est transférée à d'autres particules dont on mesure alors l'orientation du spin sont assez difficiles et sont sujettes à des effets dépolarisateurs.

On décrit ici trois expériences faites de cette manière. La dernière semblerait indiquer un résultat positif.

B. Aperçu général

On décrit d'abord différentes méthodes de détection de l'hélicité du muon. La méthode choisie ici, c'est-à-dire capture du muon avec transfert de l'hélicité et mesure subséquente de l'asymétrie dans la désintégration du noyau formé, est alors décrite en détail.

On considère alors la possibilité de faire une telle mesure dans les conditions actuelles. La mesure ne peut être faite que si les effets de dépolarisation inconnus ne sont pas trop sévères ou peuvent être identifiés et minimisés.

On décrit alors les conditions réelles de l'expérience, conditions qui sont communes aux trois expériences. On inclut aussi une détermination du degré de polarisation du muon.

La première expérience avec de l'hexane liquide comme élément de capture est expliquée en détail et on en déduit des conclusions pour l'amélioration des conditions expérimentales.

La seconde expérience qui utilisait du diamant comme matériau de capture est ensuite décrite et on donne les raisons probables pour les effets dépolarisateurs. Enfin, on décrit en détail la dernière expérience qui utilise du graphite à basse température dans un champ magnétique élevé.

Le chapitre se termine par une discussion des résultats et la comparaison avec les résultats d'autres chercheurs.

2. METHODES DE DETERMINATION DE L'HELICITE DU MUON

On peut essayer de mesurer l'hélicité du muon par différentes méthodes mentionnées ci-après. Toutes sont difficiles et la plupart ne sont pas utilisables dans les conditions actuelles.

A. Méthodes non utilisées dans cette expérience

i) On peut mesurer la polarisation circulaire du bremsstrahlung produit par les muons polarisés. L'hélicité du muon sera partiellement transférée au bremsstrahlung comme c'est le cas pour les électrons (Goldhaber et al¹⁶). Pour des électrons relativistes, le taux de transfert est :

$$H_{\gamma} = 1 - \frac{1}{2\gamma_0} H_e$$

où

$$\gamma_0 = \frac{E_0}{mc^2} ;$$

E_0 = énergie totale des électrons.

Pour des muons provenant du cyclotron, la production de bremsstrahlung est presque négligeable. En outre, l'efficacité de détection de la polarisation de rayons gammas est faible. Cette détection se fait par diffusion sur des électrons polarisés dans le fer magnétisé.

ii) Par mesure de la polarisation circulaire de rayons X mu-mésiques ou de rayons gammas de capture.

Quand des muons négatifs sont capturés par des atomes, ils perdent d'abord leur énergie au cours de transitions par effet Auger et émission de rayons X. Cependant, il peut arriver que le couplage spin-orbite produise une dépolarisation du muon avant sa désintégration ou sa capture ⁵⁰⁾. Les rayons X émis dans la direction initiale du mouvement du muon négatif peuvent être polarisés circulairement. Les rayons X sont analysés par les méthodes décrites ci-dessus s'ils sont suffisamment énergétiques, c'est-à-dire quand la capture se produit dans un élément lourd dans des transitions entre orbites proches du noyau.

Ces deux méthodes donnent des résultats à la limite des possibilités de mesure.

iii) Par mesure de la diffusion de muons polarisés dans le champ coulombien du noyau. Cette diffusion, appelée diffusion de Mott, dépend du spin, au moins pour les électrons ^{51) 52)}, à cause du couplage spin-orbite.

Cependant, les effets de polarisation et les sections efficaces ne sont élevés que pour des énergies inférieures à 500 KeV, ce qui ne convient pas très bien pour des muons. Les résultats sont d'ailleurs obscurcis par diffusion multiple et diffusion de Moeller.

iv) Par mesure de la diffusion de muons par des électrons polarisés dans un matériau magnétisé (diffusion de Moeller et de Bhaba).

La section efficace de diffusion de muons par des électrons diffère quand les spins sont parallèles ou anti-parallèles. Quoique cette méthode soit pratique pour la mesure de la polarisation d'électrons, les sections efficaces ne deviennent assez élevées que pour des muons d'une énergie supérieure à 2 BeV (à cause de la masse plus élevée du muon).

Cette méthode pourra donc être utile quand le synchrotron à protons de 25 GeV du CERN sera expérimentalement disponible.

La théorie de la diffusion de Moeller ou de Bhaba pour des électrons polarisés et des muons a été développée par Bincer et Ford et Mullin ⁵⁴⁾.

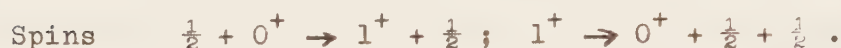
B. La méthode "capture de muon - désintégration β ".

i) La réaction ⁵⁵⁻⁵⁸⁾ $\mu^- + \text{C}^{12} \rightarrow \text{B}^{12} + \nu$

C'est cette méthode qui a été utilisée dans cette expérience. On forme un noyau polarisé par capture d'un muon polarisé. L'asymétrie des électrons émis dans la désintégration de ces noyaux mesure l'hélicité du muon.

Une réaction possible d'abord suggérée par Lundby, Patro et Stroot ⁵⁵⁾, et Jackson, Treiman et Wyld ⁵⁶⁾ est la capture de μ^-

dans le carbone avec formation de bore radioactif. L'asymétrie dans la distribution des électrons de désintégration du bore indique l'hélicité du muon puisque les électrons sont émis préférentiellement en direction opposée au spin du bore. L'énergie maximum des électrons est 13 MeV. La période du bore est 20.6 ms.



La capture du muon est du type Gamow-Teller inverse dans laquelle le noyau fait une transition du spin 0 au spin 1 sans changement de parité. Le noyau de B^{12} est polarisé au moment de sa formation dans la même direction que le muon ainsi que le veut la loi de conservation du moment angulaire.

ii) Considérons d'abord le degré d'asymétrie auquel on peut s'attendre. Au moment de la désintégration des pions, les muons sont polarisés à 100%.

Quand le muon pénètre dans le noyau de carbone, il cascade d'abord d'orbite en orbite jusqu'à la couche K. Pendant cette cascade il est partiellement dépolarisé dans le champ coulombien de l'atome. La polarisation restante est d'environ 15 à 20% ³⁾, ce qu'on a aussi vérifié dans cette expérience.

Pour une transition Gamov-Teller pure la polarisation du noyau résultant est ⁵⁶⁾ :

$$\frac{\langle \vec{J} \rangle}{J} = \frac{J+1}{3J} \langle \vec{\sigma} \rangle \approx \frac{2}{3} \langle \vec{\sigma} \rangle$$

où $\langle \vec{\sigma} \rangle$ est la polarisation du μ^- . Donc, le noyau de B^{12} aura une polarisation égale à 2/3 de la polarisation du muon au moment de la capture. Le noyau de bore peut être dépolarisé par

des interactions hyperfines avec les électrons atomiques. Ces effets électromagnétiques ont été grossièrement estimés à 50%.

On doit en outre considérer la dépolarisation du bore par des champs perturbateurs dus au milieu environnant. On ne connaît pas l'ampleur et le temps de relaxation de ces effets. Ils peuvent naturellement détruire complètement la dépolarisation. C'est pourquoi on a du répéter plusieurs fois l'expérience pour trouver la méthode qui réduit les effets dépolarisants.

Il apparaît donc qu'on peut s'attendre à une asymétrie de 5% au maximum. On peut maintenant évaluer le temps de machine nécessaire pour faire cette expérience dans des conditions favorables.

L'intensité de muons est environ 500 par seconde; 30% de ceux-ci peuvent rencontrer une cible de dimensions raisonnables après avoir été ralentis dans un absorbant. Des muons s'arrêtant dans la cible, environ 2% formeront du B^{12} , 20% se désintégreront et 8% produiront l'émission de neutrons du C^{12} .

La géométrie de l'expérience ne permet la détection que de 20% des électrons de désintégration. La nature du faisceau pulsé du cyclotron ne permet le comptage de ces électrons que pendant 70% du temps.

On peut donc estimer le tour de comptage à :

$$500 \times 0,3 \times 0,02 \times 0,2 \times 0,7 \approx 0,4 \text{ coup/seconde.}$$

On peut supposer que le bruit de fond est égal au nombre de coup réel. Pour une précision statistique de 1% sur les coups réels, il faut donc 2×10^4 coups réels. Cependant, puisqu'on

essaie de mesurer une asymétrie directionnelle, il faut faire la mesure dans au moins deux directions, de même pour le bruit de fond. Il faut donc un temps de cyclotron équivalent à :

$$\frac{3 \times 10^4 \times 4}{0,4 \times 3600} = 83 \text{ heures}$$

Ceci n'exclut pas le temps de mise en place de l'expérience et les calibrations préliminaires, et suppose en outre l'absence d'effets dépolarisants.

3. DISPOSITIONS GENERALES ET MARCHE A SUIVRE POUR LA MESURE DE L'HELICITE DU MUON NEGATIF

Trois essais ont été effectués pour la mesure de l'hélicité du μ^- . On décrit d'abord les aspects communs à ces trois expériences. A cause de la période de 20.8 ms du bore, il faut mesurer les désintégrations dans des intervalles de temps d'environ 18 ms entre les pulsations du faisceau qui durent quelques centaines de μ s.

A. Production et transport du faisceau

Le faisceau mélangé de π^- , μ^- et e^- est produit au synchrocyclotron du CERN comme décrit plus haut.

Le faisceau analysé en quantité de mouvement est conduit à travers des blocs de béton qui protègent l'assemblage des compteurs. Le faisceau est alors ralenti et les pions éliminés dans du cuivre d'épaisseur choisie de façon à rendre maximale la capture des muons et la production de bore dans le carbone.

B. Compteurs communs et appareillage d'analyse

Les compteurs spéciaux sont décrits dans les expériences respectives. Un télescope à deux compteurs à scintillation de modèle standard était utilisé pour le calibrage du faisceau et parfois comme indicateur de début de pulsation du faisceau par intégration des dix premières pulsations d'un faisceau.

Un compteur à scintillation conventionnel était placé en antikoïncidence sur le parcours du faisceau pour annuler toute activité retardée simulée par une particule chargée provenant du cyclotron. Ceci est nécessaire parce que le cyclotron émet quelques particules entre les faisceaux.

Un autre compteur commun aux trois expériences était un grand compteur en antikoïncidence pour les rayons cosmiques. C'est un scintillateur plastique de $45 \times 45 \times 2,5$ cm avec deux tubes photomultiplicateurs 6810A connectés en parallèle.

Dans chaque expérience les compteurs sont connectés à des circuits de coïncidence et d'antikoïncidence multiples. On en voit un exemple dans la Fig. 11. Le circuit ne contient que des transistors et des diodes semi-conductrices.

L'activité du B^{12} était analysée dans le temps afin d'identifier la désintégration par sa période et aussi pour reconnaître toute dépendance temporelle de l'asymétrie qui pourrait être causée par le temps de relaxation de la dépolarisation. On utilise pour cela un convertisseur temps-hauteur d'impulsion à large bande qui est décrit en détail dans l'appendice.

Les impulsions sont amenées à un analyseur de hauteur d'impulsion à discriminateur à 20 ou 10 canaux et imprimées. Un des canaux est utilisé pour imprimer les impulsions provenant d'un moniteur.

C. Procédés expérimentaux communs

i) Généralités

Les procédures générales sont analogues à celles décrites dans le Chapitre II.

On détermine alors la composition et l'énergie du faisceau ainsi que la polarisation des muons. Après cela, on rend optimale la production de B^{12} par les muons en ajustant soigneusement l'épaisseur des absorbants.

ii) Arrangement des compteurs

On discute maintenant un exemple des arrangements préliminaires pour la première expérience. La Fig. 12 montre la disposition de l'appareillage. Le faisceau de pions contenant environ 90% de π^- , 5% de e^- et 5% de μ^- est d'abord étalonné par un télescope de compteurs coïncidence 3-4. Le faisceau frappe alors un absorbant en cuivre fait de deux coins. Pour faire varier l'épaisseur d'absorbant, on peut changer à distance la position d'un des coins. Après l'absorbant, le faisceau passe dans le compteur à scintillation 5. Une portion des particules s'arrête dans le compteur Cerenkov (1, 2) qui contenait de l'hexane. La composante plus énergétique du faisceau frappe alors le compteur 7 en anticoïncidence.

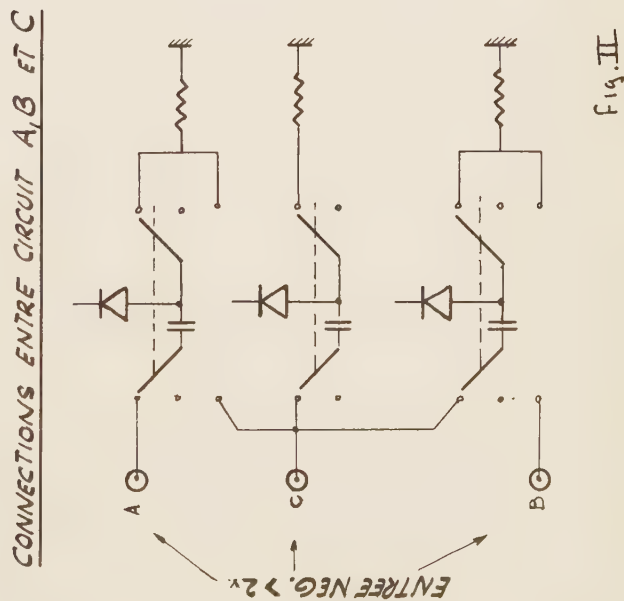
Un coïncidence des compteurs 3, 4, 5, 7 indique qu'une particule s'est sans doute arrêtée dans le compteur Cerenkov.

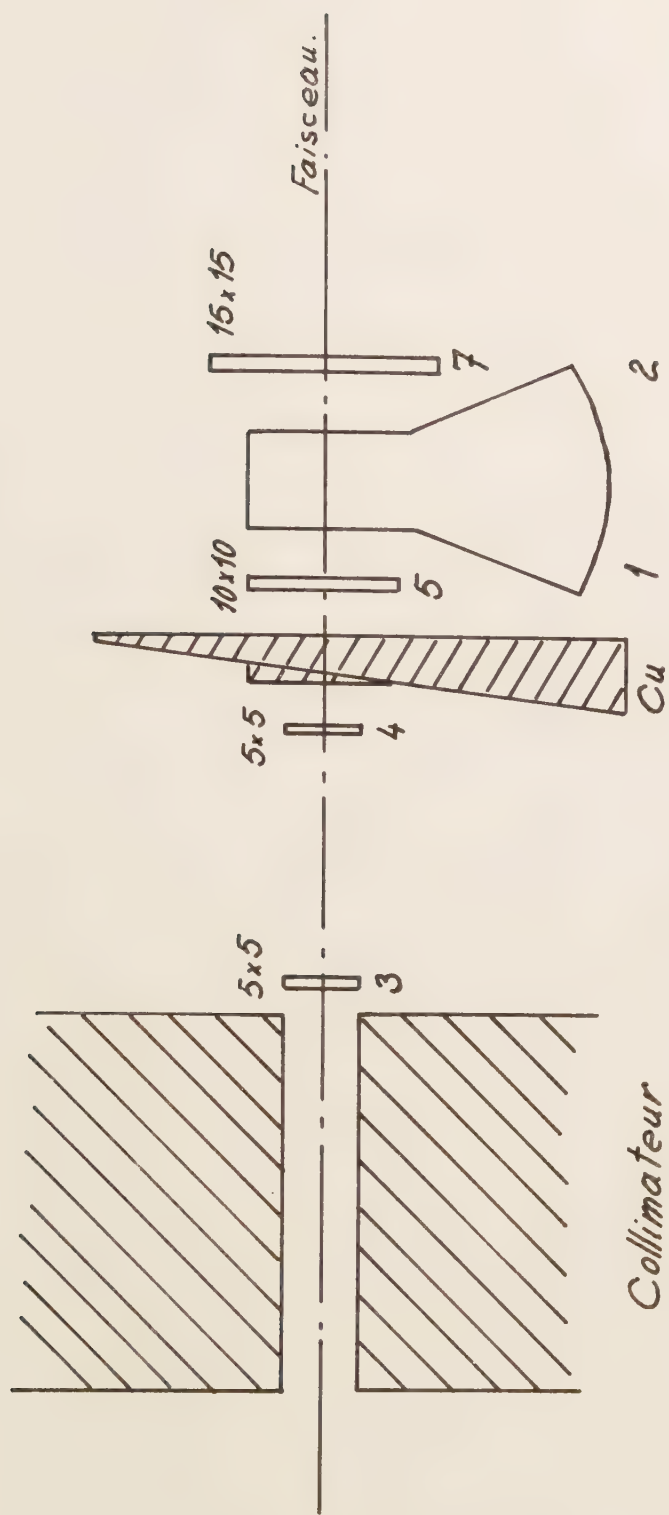
iii) Analyse du faisceau

Cette disposition permet la mesure d'une courbe de parcours différentielle, Fig. 13, dans laquelle on peut distinguer le pic de capture des muons à une énergie d'environ 115 MeV.



FIG. 11. CIRCUIT MULTIPLE DE COINCIDENCE

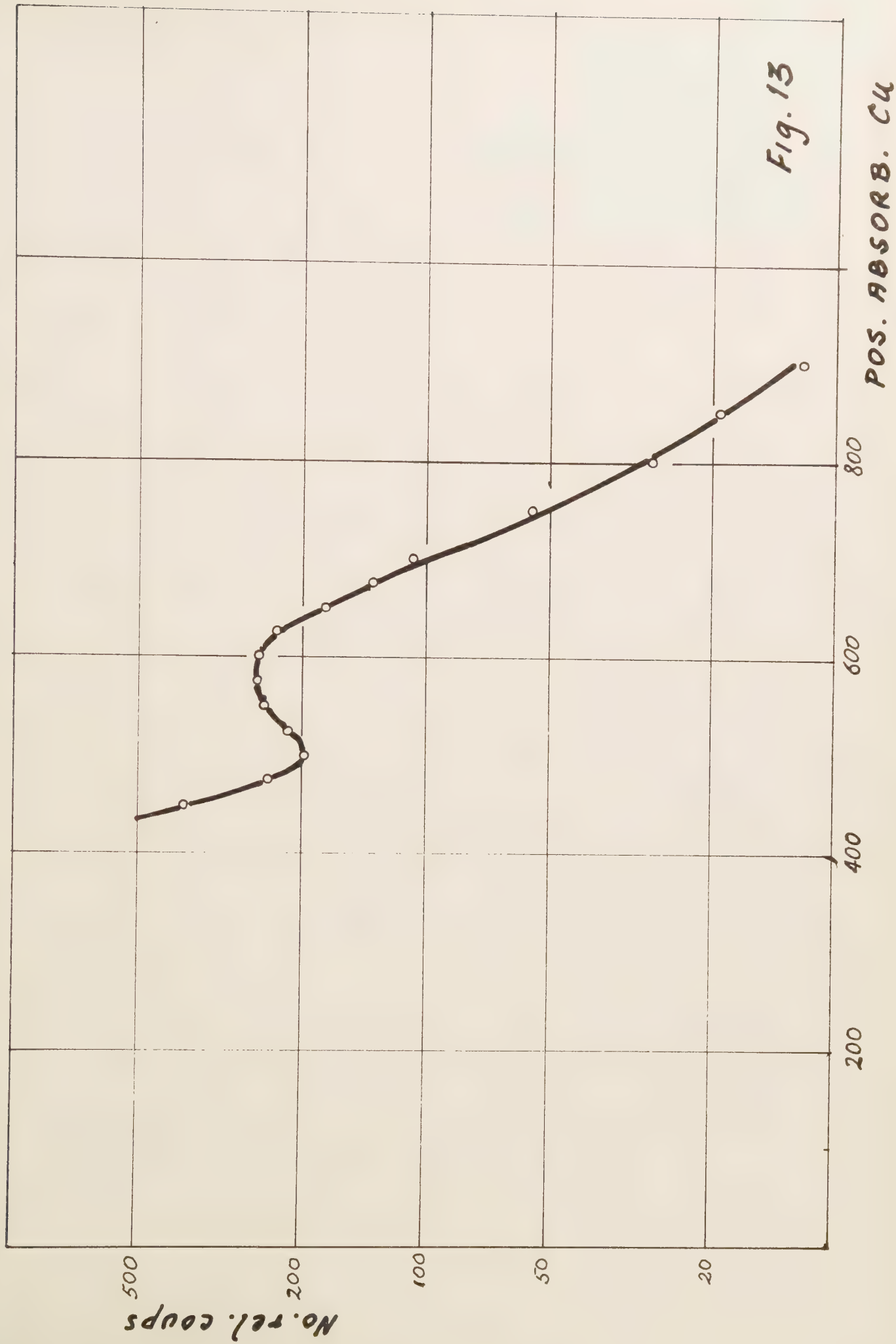




Compteur Cerenkov

Schéma de principe.

Fig. 12



On examine alors les muons arrêtés dans le carbone du compteur Cerenkov au point de vue de leur vie moyenne et de leur polarisation. L'absorbant est ajusté pour le pic des muons. Le compteur Cerenkov directionnel qui compte les électrons relativistes se mouvant vers la partie cônica est utilisé ici pour détecter des électrons provenant de la désintégration des muons qui sont analysés temporellement.

Dans ce but, on utilise une impulsion de la coïncidence 3, 4, 5 et 7 pour déclencher une balayage d'environ 10 μ sec dans le convertisseur temps-amplitude du système analyseur de temps. Ceci indique l'arrêt du muon dans le compteur Cerenkov. Une impulsion de compteur Cerenkov arrivant dans les 10 μ sec suivants est amenée au convertisseur temps-amplitude pour indiquer la vie moyenne d'un muon dont l'électron de désintégration avait la direction correcte. Une courbe semilogarithmique de la distribution de ces vies moyennes identifie les particules comme ayant la vie moyenne de 2.0 μ sec caractéristique de muons négatifs dans le carbone.

Pour déterminer le degré de polarisation des muons, on utilise le même équipement mais on produit en outre la précession des muons arrêtés, dans un champ magnétique connu d'environ 50 gauss produit dans un enroulement entourant la partie cylindrique du compteur Cerenkov.

La courbe de décroissance était donc modulée par l'effet de précession selon la formule

$$N = \text{const.} \times e^{-\frac{t}{T}} (1 + a \cos (\omega t - \varphi)) + \text{accidentels}$$

où a est le paramètre d'asymétrie. On voit une telle courbe de précession dans la Fig. 14. On a soustrait le bruit de fond et on a divisé par le facteur de désintégration du μ .

A partir de cette courbe, on peut déterminer l'asymétrie a en prenant le rapport du nombre de coups maximum au nombre de coups minimum.

$$\frac{N_{\max}}{N_{\min}} = \frac{1 + a}{1 - a}$$

Dans ce cas :

$$a = 0,07$$

De ceci, on peut calculer le degré de polarisation du muon, puisque a est lié à la polarisation P_{μ} par la relation :

$$a = \alpha P_{\mu}$$

où α a été calculé théoriquement⁴⁾ par la théorie du neutrino à deux composantes avec couplage V-A et vaut $1/3$.

Dans ce cas,

$$P(\mu) = 0,21 \pm 5$$

iv) Analyse de l'activité induite dans le B^{12}

L'activité induite dans le carbone de l'hexane contenu dans le compteur Cerenkov est rendue maximum et analysée. Pour prévenir toute précession et effets dépolarisants, on annule les champs résiduels dus au cyclotron au moyen d'enroulements de Helmholtz.

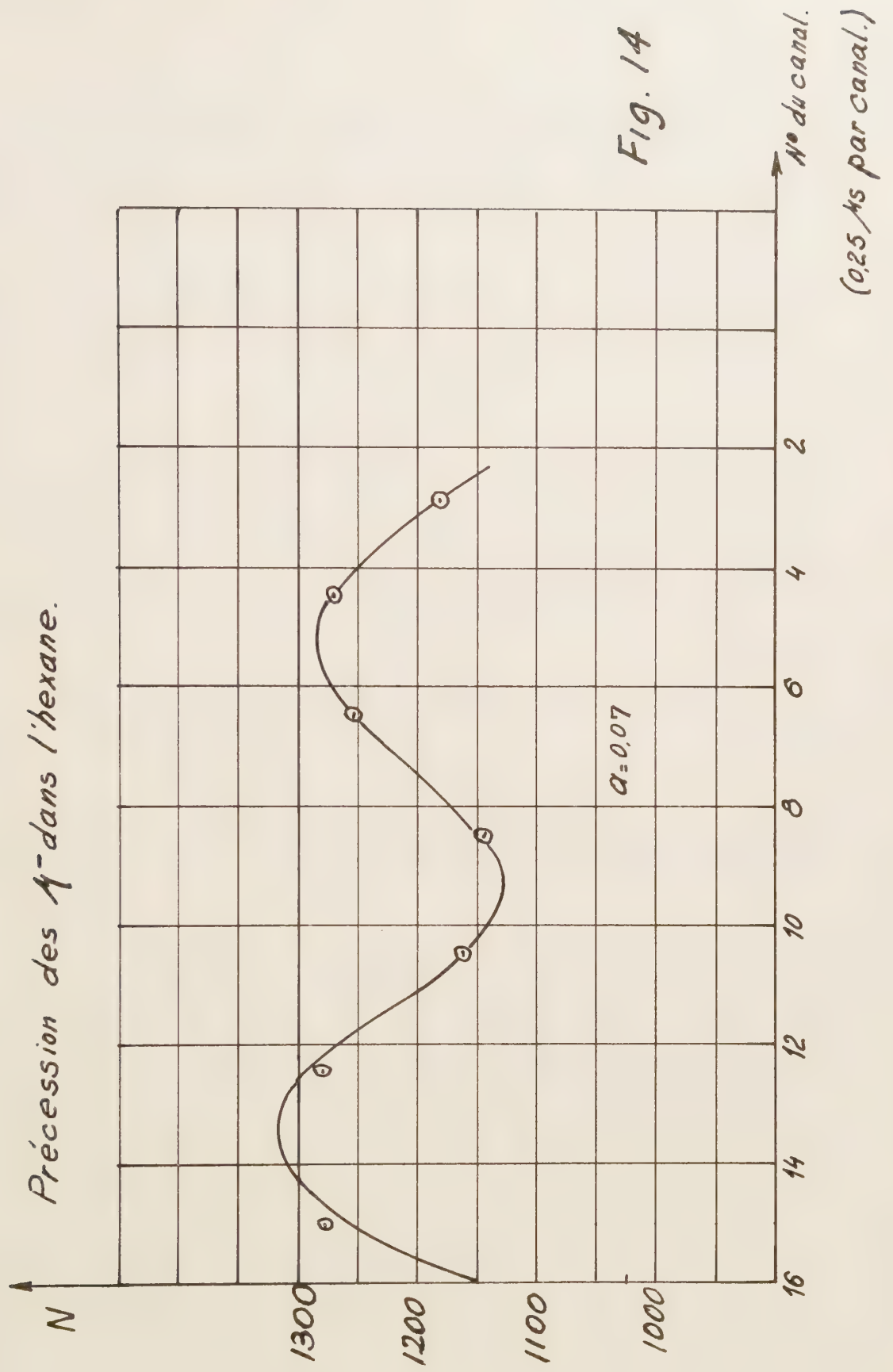


Fig. 14

On ajuste alors le système d'analyse temporelle afin de recueillir les informations contenues dans un intervalle de temps entre les pulsations du cyclotron à partir de 2 msec après la pulsation jusqu'à 18 msec.

L'activité est amenée au maximum par ajustement fin de petits absorbants près du matériau à activer. La courbe a une forme semblable à la courbe différentielle d'énergie mentionnée plus haut.

L'analyse de l'activité montre une période de 20,6 ms pour le bore après déduction du bruit de fond. Le bruit de fond est environ la moitié du nombre total de coups, variant un peu selon les expériences. Il est dû à une combinaison d'activité induite par le cyclotron, de radioactivité naturelle et de rayons cosmiques.

On décrit la mesure de l'asymétrie de l'activité du B^{12} dans les expériences individuelles.

4. EXPERIENCE 1. - OBSERVATION DANS UN COMPTEUR ČERENKOV A HEXANE⁵⁹⁾

A. Disposition

Le dispositif expérimental de la Fig. 15 était placé dans un blindage en béton. Des muons de 175 MeV/c s'arrêtaient dans le compteur Čerenkov directionnel rempli d'hexane (C_6H_{14}). Les électrons de désintégration du B^{12} sont enregistrés entre les impulsions du faisceau. Le compteur Čerenkov est sensible à des électrons au-dessus de 2.6 MeV et à un angle d'ouverture de 60° . La sensibilité et l'ouverture augmentent au fur et à mesure que les électrons ont plus d'énergie pour traverser une plus grande épaisseur de liquide.

Pour conserver la polarisation du B^{12} , un champ magnétique de 110 gauss est appliqué initialement dans la direction du faisceau pour la première mesure. Dans une mesure suivante, un champ de 50 gauss était appliqué perpendiculairement au faisceau pour effacer toute polarisation par une précession rapide. L'expérience a été faite en tournant le champ magnétique toutes les 5 à 10 minutes entre les positions : L_1 = en direction de la quantité de mouvement du muon; T_1 = vers le bas; L_2 = en direction opposée à la quantité de mouvement du muon; T_2 = en haut.

B. Résultats

Pendant 80 heures de mesure, on a obtenu l'asymétrie nulle :

$$\alpha = 2 \frac{(L_1 + L_2) - (T_1 + T_2)}{(L_1 + L_2) + (T_1 + T_2)} \approx - (0,06 \pm 1,34) \%$$

Pour se rendre compte si un mécanisme de dépolarisation pouvait avoir un temps de relaxation de l'ordre de la milliseconde, on a déterminé l'asymétrie en fonction du temps de 3 à 12ms après l'impulsion du faisceau. On ne voit dans la fig. 16 aucune indication d'une variation systématique de l'asymétrie avec le temps.

C. Vérifications du système

Pour se rendre compte de toutes les influences du champ magnétique sur les sensibilités des compteurs, on a fait des mesures avec des électrons provenant de capture de π^- dans les compteurs Čerenkov et avec des électrons Compton provenant des gammas de 4.3 MeV d'une source Po - Be. Le résultat fut :

$$\alpha = + (0,3 \pm 0,5) \%$$

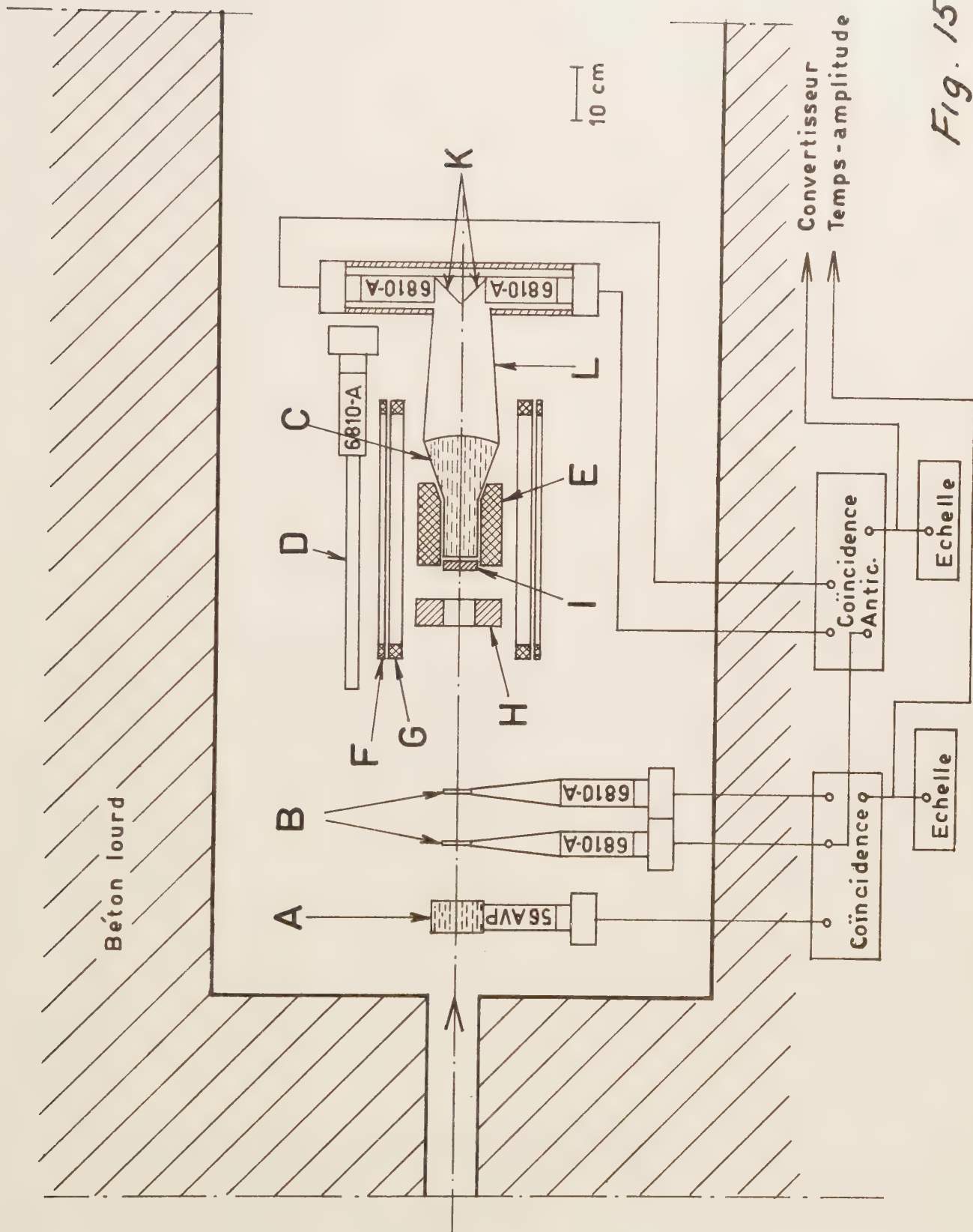


Fig. 15

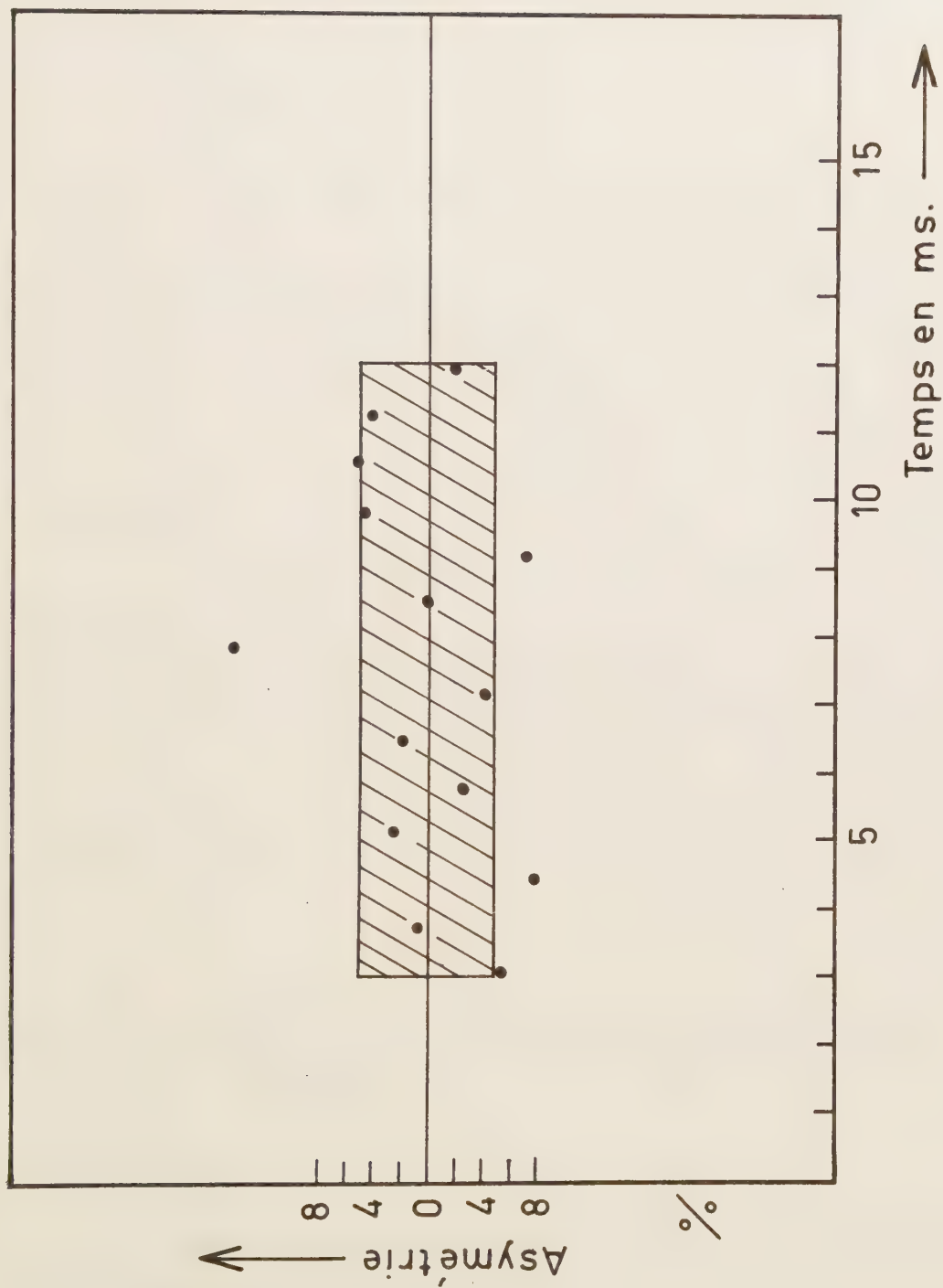


Fig. 16

Quand on a mesuré l'asymétrie dans la désintégration μ^-e , les muons pénétrant dans le compteur Čerenkov à hexane furent d'abord sélectionnées par un compteur Čerenkov à eau (fig. 15). Le convertisseur temps-amplitude (balayage $5 \mu s$) était déclenché par les impulsions des muons, et les impulsions des électrons du compteur à hexane entraient dans le canal d'étalonnage.

En faisant le rapport :

$$\left[(L_1 + L_2) - (T_1 + T_2) \right] / (L_1 + L_2)$$

on obtenait la courbe de précession sans effets systématiques dus à des variations dans la largeur des canaux. Les résultats sont en accord avec des expériences précédentes ³⁾.

D. Conclusions

Le noyau de bore se dépolarise dans l'hexane.

Ceci peu peut-être s'expliquer en supposant qu'il existe dans les liquides des structures pseudo-cristallines instantanées qui changent continuellement leurs direction et orientation au hasard à cause du mouvement brownien. Ces champs variables pourraient dépolariser le noyau de bore en un temps court par rapport au temps d'observation ^{60) 61)}. Il faut donc un autre matériau de capture.

5. EXPERIENCE 2. - MESURE DE L'HELICITE DU μ^- PAR CAPTURE DANS LE DIAMANT

A. Le diamant

Le diamant semble un matériau approprié puisqu'il élimine les interactions dues à des champs électriques variant au hasard

comme dans les liquides. En outre, à cause de sa structure cristalline à symétrie cubique, il devrait être exempt de champs électriques qui pourraient interagir avec le moment quadripolaire électrique du noyau de bore ⁶¹).

Il n'a pas été possible d'obtenir un diamant suffisamment grand et clair pour l'utiliser simultanément comme matériau de capture et comme compteur Cerenkov comptant directement les électrons de désintégration. Il faut donc compter les électrons dans des compteurs extérieurs.

Une quantité de 130 carats (environ 26 gr.) de gros diamants industriels presque clairs a été aimablement prêtée par la compagnie van Moppes et Fils. On voit dans la fig. 17 les diamants assemblés avec les plans de clivage orientés dans une boîte de 5 cm de diamètre et 1 cm d'épaisseur.

B. Appareillage

A cause de la densité relativement élevée (3,5) du diamant les électrons de désintégration perdent une partie de leur énergie de 4 MeV en s'échappant. Dans ce but et pour éviter la présence d'une trop grande quantité de carbone, les compteurs à scintillations étaient faits de scintillateurs plastiques de 5 cm² et seulement de 0,5 mm d'épaisseur. Des guides de lumière creux d'aluminium de 0,06 mm menaient à des tubes photomultiplicateurs 6810A. Les guides de lumière coniques étaient presque plats autour des scintillateurs pour permettre une géométrie compacte. Pour avoir une haute réflectivité, l'intérieur des guides a été aluminisé par évaporation sous vide.

Chacun des trois compteurs était suivi d'un formateur d'impulsions électronique (fig. 18) pour éviter une efficacité



Fig. 17



Fig. 18

trop faible de comptage due à des fluctuations statistiques dans la production de photo-électrons par la faible lumière émise dans les scintillateurs minces.

Le dispositif expérimental est montré dans la fig. 19. Les compteurs 1 et 2 étalonnent le faisceau et, après intégration, déclenchent le balayage dans un analyseur de temps. L'activité dans les diamants dans une direction était détectée par des compteurs minces en coïncidence triple 4, 5, 6 avec les compteurs $\bar{3}$ et $\bar{7}$ en anticoïncidence (4,5,6,- $\bar{3}$ - $\bar{7}$). Une coïncidence double (4,5 $\bar{3}$ - $\bar{7}$) servait de contrôle. Les impulsions étaient analysées en temps et imprimées; on les voyait aussi sur un oscilloscope où elles étaient filmées. L'oscilloscope pouvait montrer en même temps le temps 0 et les coïncidences doubles et triples par une méthode d'intensification du faisceau de l'oscilloscope uniquement quand il y a un signal. Les "doubles" apparaissaient comme un tiret simple faisant partie uniquement d'un balayage, alors que les "triples" qui ne peuvent apparaître qu'en même temps qu'un "double" apparaissaient comme un double tiret parce que le signal "triple" était appliqué à travers l'amplificateur vertical d'un oscilloscope Tektronix 545.

Comme dans l'expérience précédente, l'activité était mesurée avec un champ magnétique de 60 gauss dans la direction du faisceau pour maintenir la polarisation et ensuite avec un champ vertical de 100 gauss pour détruire la polarisation. Des enroulements d'Helmholtz assuraient l'élimination des champs externes.

Les champs étaient changés toutes les 6 minutes comme dans l'autre expérience.

C. Résultats et discussion

Les premiers résultats montrent une asymétrie nulle avec une erreur statistique de $\pm 0,5\%$. Le bruits de fond pris avec le

faisceau non défléchi entrant dans les compteurs était environ 60% du nombre total de coups.

Le champ magnétique n'avait pas d'influence notable sur le comptage.

Une source de dépolarisation pourrait être le couplage du moment quadripolaire électrique du B^{12} à des champs variables du réseau cristallin induits par des vibrations thermiques, et peut-être aussi par le recul du noyau B^{12} au moment de la capture.

L'effet dépolarisant principal était sans doute le couplage hyperfin du noyau de B^{12} à l'environnement électronique asymétrique. D'ordinaire, le carbone a 4 électrons dans sa couche externe. Par capture du muon, l'atome de carbone devient atome de bore qui n'a que 3 électrons dans sa couche externe. Le bore est donc couplé asymétriquement à son entourage électronique, ce qui produit des transitions de spin.

6. EXPERIENCE 3. - OBSERVATION DANS LE GRAPHITE AVEC UN CHAMP MAGNETIQUE ELEVE A BASSE TEMPERATURE

A. Choix des conditions

Pour réduire les effets dépolarisants des expériences précédentes, on essaie de supprimer le couplage hyperfin dû à l'entourage asymétrique du B^{12} par application d'un champ magnétique élevé d'environ 20 kilogauss dans la direction du spin du B^{12} .

En outre, on essaie de réduire les variations de champ dues aux vibrations thermiques en abaissant la température aux environs de l'azote liquide - 196°C .

En effet, le matériau de capture est du graphite. Ceci afin d'augmenter la quantité de matériau de capture et améliorer ainsi le rapport du comptage au bruit de fond.

B. Appareillage et dispositif expérimental

L'aimant circulaire de la fig. 20 est en fer avec deux pièces polaires de longueurs différentes; la plus courte sert d'absorbeur. Le trou est de 3 cm x 6 cm de diamètre. Les enroulements de 670 tours sont faits de fil plat en cuivre de 5 x 1 mm. Les enroulements étaient séparés par des trous de 1 mm pour permettre la circulation de l'agent refroidisseur.

Le retour du champ était permis par une structure fermée, avec des trous pour les compteurs et le refroidissement.

Un courant de 120 ampères produit un champ d'environ 20 kilogauss.

Le refroidissement se fait par azote liquide. L'aimant est immergé dans une boîte isolée au styrofoam, (fig. 21), contenant de l'azote liquide, qui est remplie périodiquement. Comme la résistance du cuivre est abaissée à basse température, les pertes électriques étaient d'environ 1,3 KW. La consommation d'azote liquide était d'environ 20 litres à l'heure avec l'aimant en fonctionnement pendant 50% du temps.

Les compteurs minces étaient semblables à ceux décrits plus haut, avec des guides de lumière plus longs. L'intérieur des compteurs était continuellement balayé par de la vapeur d'azote froid pour éviter toute condensation.

Le manque de place dans l'aimant ne permet que l'usage de deux compteurs qui sont des scintillateurs plastiques de 5 x 5 x 0,1 cm.

Le bloc de graphite de 1,5 x 5 x 7 cm était placé soit avant les compteurs, soit après, pour la mesure dans la seconde géométrie. On voit le dispositif expérimental dans la fig. 21. Les compteurs Nos 1 et 2 peuvent occuper aussi la position 3 et 4. Le compteur No 8 grand compteur d'anticoïncidence, est placé sous l'aimant. Le No 5 est le compteur d'anticoïncidence du faisceau; 6 et 7 servent de moniteurs et d'indicateurs de moment de départ du faisceau.

La coïncidence de $(1,2,-\bar{5}-\bar{8})$ est enregistrée et analysée en temps par rapport au moment de départ du faisceau. Elle est imprimée dans l'intervalle 3 ms à 17 ms. Les impulsions de moniteur étaient aussi imprimées dans chaque mesure. Le champ était changé toutes les 6 minutes de la façon suivante :

- A) 20 kilogauss dans la direction du faisceau
- B) 1 kilogauss " " " " "
- C) 20 kilogauss " " " opposée au faisceau
- D) 1 kilogauss " " " " " "

Le champ de 1 kilogauss dans les positions B et D était dû à un faible courant donné par le générateur avec un courant d'excitation nul.

L'émission de lumière des scintillateurs minces augmente avec le champ fort à cause du plus long parcours d'électrons dans les compteurs. Il y a aussi un effet de focalisation du champ sur les électrons. Le nombre de coups est donc alors plus grand.

C. Méthode expérimentale

Dans une expérience préliminaire on ajuste au maximum la capture des muons dans le graphite en variant l'énergie du faisceau pour tenir compte de l'épaisseur de la pièce polaire et des compteurs. Pour ce faire, on varie la position de la cible et le courant dans MC_2 . On obtient la courbe de parcours différentiel de la fig. 22 où le pic de capture des muons est à 195 MeV/c (115 MeV). Dans cette mesure, le champ autour des compteurs est presque zéro. On peut placer le graphite entre les compteurs 1 et 2, les compteurs 5 et 1 seraient en coïncidence et le compteur 2 en anticoïncidence.

Dans l'expérience principale, les compteurs sont placés comme dans la fig. 21 avec le graphite du côté du faisceau. Les coïncidences retardées $(1,2,\bar{5}-\bar{8})$ sont mesurées et analysées en temps pour chaque configuration du champ.

Environ 4.000 coups ont été enregistrés dans chaque position. On a changé la géométrie pour que le graphite soit en amont du faisceau et on a répété les mesures.

L'AIMANT

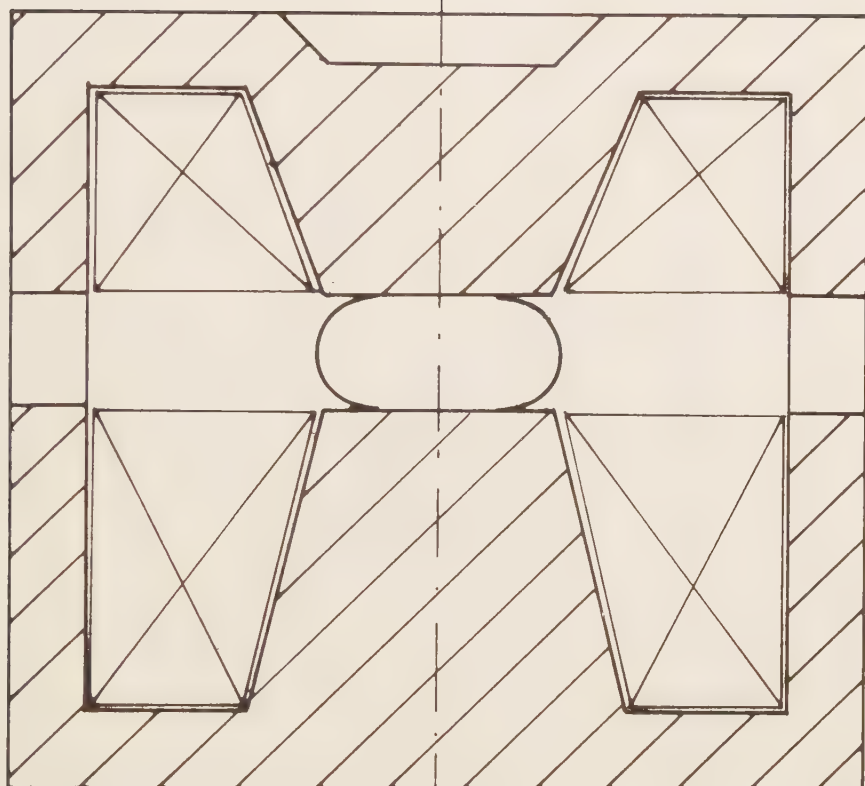
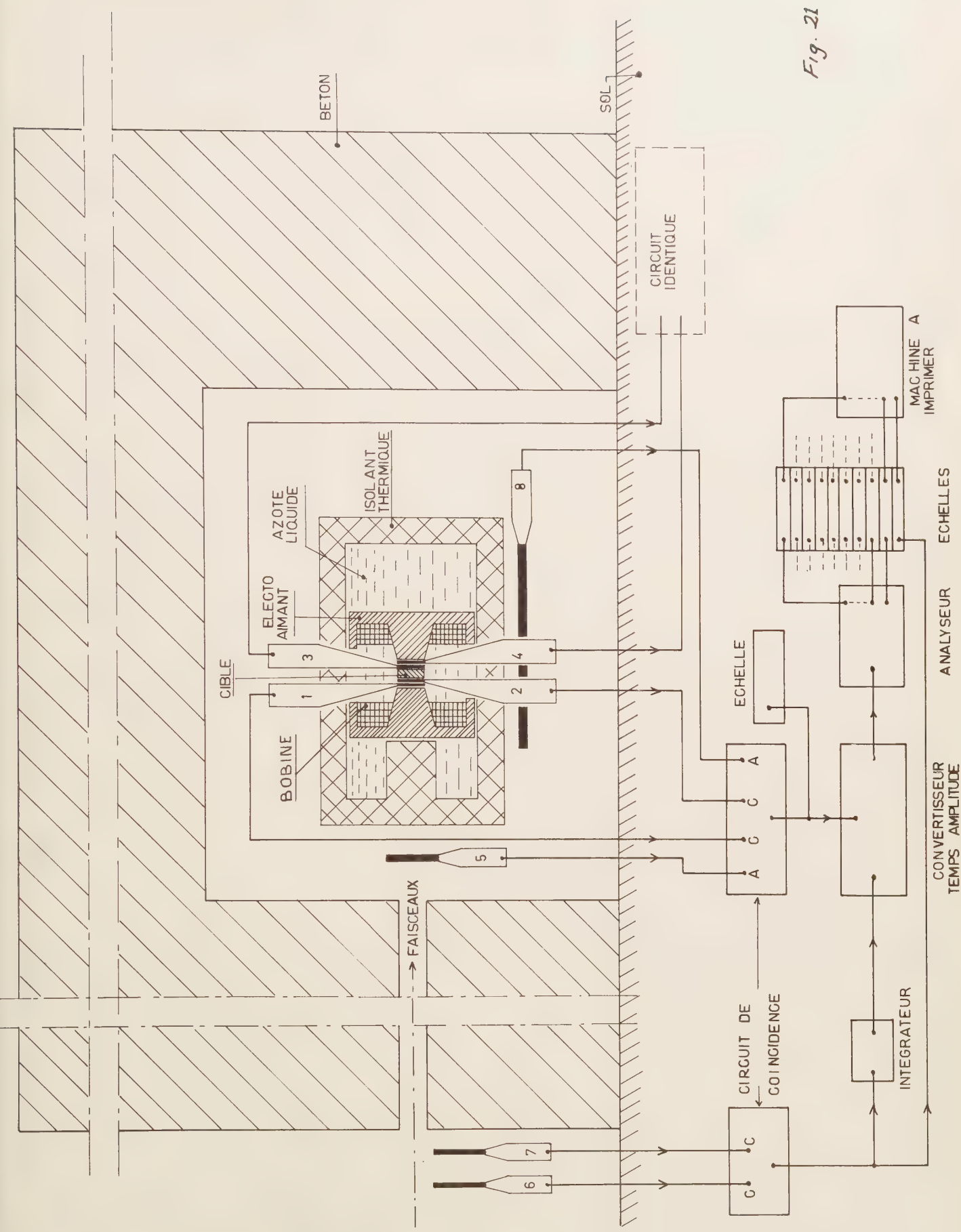


Fig. 20

Fig. 21



NOMBRE RELATIF DE CAPTURES DE MUONS NEGATIFS

195 MeV/c
(115 MeV)

Fig. 22

12000

10000

COUPS

7000

5000

360

370

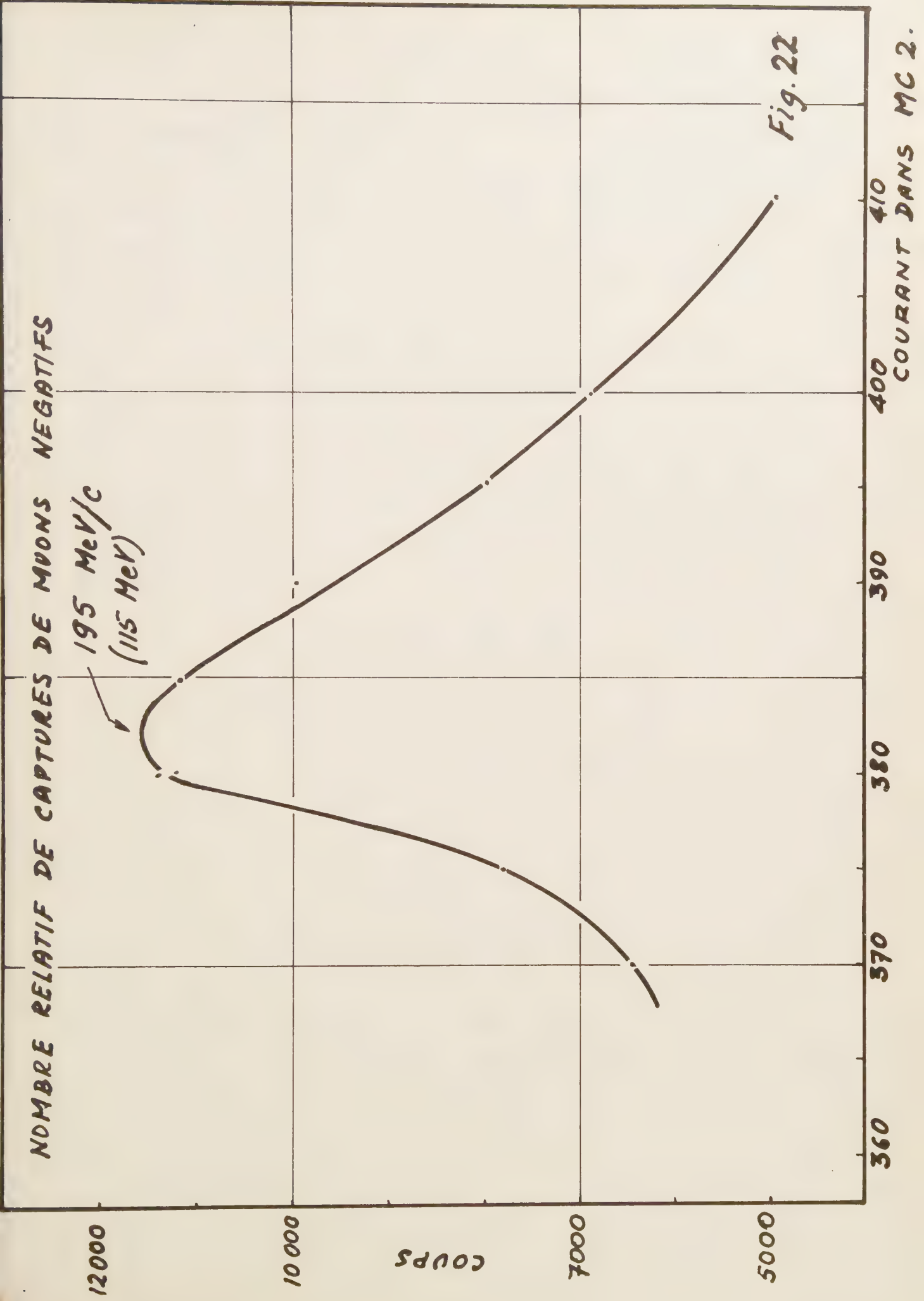
380

390

400

410

COURANT DANS MC 2.



D. Résultats et discussion

Le taux moyen brut de comptage était environ 50 coups par 6 minutes. La moitié était du bruit de fond. 85% de ce bruit n'était pas dû au cyclotron. On suppose qu'il est dû à de la radioactivité naturelle ou induite et à des rayons cosmiques.

La table 7 montre les sommes des coups totaux, avec les coups dus aux moniteurs dans les 9 canaux de 1,6 ms et ceci dans chaque configuration des 2 géométries.

Dans les calculs, l'erreur sur N coups est prise égale à $\sqrt{N}$, c'est-à-dire une déviation standard. L'erreur E de la somme (Σ) ou de la différence (D) de deux nombres obéit à la relation :

$$E_{\Sigma} = E_D = (E_1^2 + E_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

L'erreur E_Q sur un quotient $\frac{N}{M}$ est :

$$E_Q = \frac{N}{M} \left[\left(\frac{E_N}{N} \right)^2 + \left(\frac{E_M}{M} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

TABLE NO 7

1. Graphite en aval du faisceau

Champ magnétique	A_1	B_1	C_1	D_1
Nombre d'impulsions	4523 $\pm$ 67	4230 $\pm$ 65	4443 $\pm$ 67	4312 $\pm$ 66
Moniteur	7868 $\pm$ 89	8062 $\pm$ 90	8124 $\pm$ 90	8099 $\pm$ 90

2. Graphite en amont du faisceau

Champ magnétique	A ₂	B ₂	C ₂	D ₂
Nombre d'impulsions	3565 ± 60	3290 ± 57	3969 ± 61	3438 ± 59
Moniteur	7494 ± 86	7402 ± 76	7760 ± 88	7707 ± 88

Cependant, les données de cette table doivent d'abord être corrigées par rapport aux moniteurs. Dans la première catégorie, on obtient :

$$\frac{B_1 + D_1}{A_1 + C_1} = \frac{16161}{15992} \approx 1.01$$

par lequel on multiplie la valeur A + C de la première géométrie.

Pour la seconde géométrie, on a :

$$\frac{A_2 + C_2}{B_2 + D_2} = \frac{15254}{15109} \approx 1.01$$

par lequel on doit multiplier B + D de la seconde géométrie. Dans la table No 8 on donne les données corrigées et leurs erreurs.

TABLE NO 8

Géométrie 1

A ₁ ' + C ₁ '	corrigé :	9055 ± 95
B ₁ + D ₁		8542 ± 92

Géométrie 2

$$A_2 + C_2 \quad \text{corrigé :} \quad 7261 \pm 85$$

$$B_2' + D_2' \quad \quad \quad 6795 \pm 82$$

On peut calculer l'asymétrie au moyen de la différence et de la somme des coups quand le champ magnétique est appliqué dans les deux géométries. On doit pour cela normaliser les coups en les divisant d'abord par le temps de comptage sans champ. En première approximation, ceci est légitime puisqu'on peut supposer que tout facteur d'efficacité des compteurs dû au champ magnétique est indépendant de la position du graphite. On peut aussi conclure des expériences précédentes qu'en l'absence d'un champ élevé l'asymétrie est presque nulle.

Si la valeur normalisée dans la deuxième géométrie est N_B , on a :

$$N_B = \frac{A_2 + C_2}{B_2 + D_2} \approx \frac{7261 \pm 85}{6795 \pm 82} \approx 1,082 \pm 0,009$$

où les ' indiquent des valeurs corrigées.

Pour la première géométrie N_f :

$$N_f = \frac{A_1 + C_1}{B_1 + D_1} \approx \frac{9055 \pm 95}{8542 \pm 92} \approx 1,060 \pm 0,009 .$$

L'asymétrie brute sera :

$$\alpha \text{ brute} = \frac{N_b - N_f}{(N_b + N_f)} \approx \frac{0,022 \pm 0,011}{0,142 \pm 0,009} \approx + (1,03 \pm 0,67) \%$$

Le bruit de fond diminue l'asymétrie réelle. Puisque le bruit de fond basé sur environ 3000 coups est environ 50% des coups totaux, l'asymétrie nette, modifiée par la dépolarisation, devient :

$$\alpha_{\text{nette}} = \frac{\alpha_{\text{brute}}}{0,5} = + (2.1 \pm 1.5) \%$$

Cependant, 15% du bruit de fond est dû au cyclotron, mais on n'a pas pu voir s'il est asymétrique, à cause du peu de temps disponible.

Le bruit de fond pourrait être dû partiellement à la production, par des neutrons, de B^{12} non polarisé :



et en partie dû à des réactions se produisant au voisinage des compteurs, ce qui peut produire une asymétrie apparente à la géométrie.

Il faut donc considérer ce résultat uniquement comme indicatif jusqu'à ce qu'on puisse déterminer si le bruit de fond est asymétrique. Ceci peut demander assez longtemps à cause de modifications en cours au cyclotron.

7. DISCUSSION ET CONCLUSION

Le résultat de la dernière expérience est indicatif d'une hélicité positive pour le muon. Ceci est en accord avec la théorie du neutrino à deux composantes avec conservation de leptons.

Il semble que le champ magnétique élevé et la basse température ont réduit la dépolarisation qui détruisent l'hélicité des muons dans les autres expériences. Ceci est apparent si on considère le résultat de + 2% avec la valeur calculée de

+ 5% sans effets dépolarisants. Comme l'effet est à la limite de détectabilité, il faut un temps plus long de mesure, peut-être 400 heures.

Le champ peut n'avoir eu qu'un effet partiel de découplage.

Une autre méthode qui était en préparation était d'utiliser du méthane liquide (-162°C) comme compteur Cerenkov et matériau de capture. La meilleure géométrie d'un tel arrangement induit une meilleure efficacité et le compteur Cerenkov a aussi moins de bruit de fond que des compteurs à scintillation. Dans ce cas, on ne peut pas produire un champ magnétique de plus de 2.000 gauss. Cependant, le mouvement brownien serait réduit à ces températures. On peut s'attendre aussi à des effets intermoléculaires moindres car la viscosité est quatre fois moindre que dans l'hexane à la température ordinaire.

Une autre méthode serait d'utiliser un champ magnétique pulsé de 100 kilogauss pour détruire complètement le couplage hyperfin, mais ceci n'est pas encore du domaine pratique.

La difficulté de cette expérience a aussi été rencontrée par d'autres chercheurs. Love et al, ⁶²⁾ à Carnegie Tech., ont d'abord publié une asymétrie de $+ (2,68 \pm 1.0) \%$ dans une expérience analogue utilisant du pentane et des compteurs à scintillations.

Cependant, en refaisant la même expérience, il ont trouvé un effet en direction opposée ⁶³⁾. Depuis lors, ce groupe a aussi essayé d'utiliser des diamants dans un champ de 5.000 gauss aux températures de l'hydrogène liquide mais le résultat n'est pas concluant ⁶⁴⁾.

Il est évident qu'il faut d'autres mesures, peut-être avec d'autres méthodes. Notre troisième expérience est la première à indiquer qu'il est peut-être possible de réduire les effets perturbateurs et montre aussi que la mesure de l'hélicité du muon par cette méthode peut être possible aux dépens de beaucoup d'efforts et de persévérance.

CHAPITRE IV

Appendice

Un convertisseur temps-amplitude à large bande *

RESUME

On décrit un convertisseur temps-amplitude couvrant une bande s'étendant de quelques millisecondes à quelques minutes. Le convertisseur peut mesurer plusieurs événements sur un même intervalle à partir d'une impulsion initiale.

Il est conçu pour être connecté à un oscilloscope dont il utilise le balayage et les autres circuits.

On discute l'utilisation du convertisseur y compris le dépouillement des événements antérieurs à l'impulsion origine (temps négatif) ainsi que le fonctionnement inversé permettant de réduire les pertes de comptage.

On donne aussi des indications sur la manière de vérifier l'appareil, sur sa calibration et ses temps morts.

Ce circuit a été utilisé dans les expériences décrites dans les chapitres précédents.

1. INTRODUCTION

Dans des expériences de physique nucléaire avec des accélérateurs pulsés, on a souvent besoin de mesurer la distribution d'intervalles de temps s'étendant de la nanoseconde jusqu'à plusieurs minutes.

* Une description plus détaillée a été soumise pour publication à Rev. Scient. Instr.

Un appareillage de mesure du temps bien connu est l'oscilloscope avec tube à rayons cathodiques. On rend la déflexion du faisceau électronique proportionnelle au temps en appliquant à une paire de plaques défléctives du faisceau une tension croissant linéairement avec le temps. Cette tension déclenchée et variable avec le temps, appelé aussi balayage, peut également être utilisée comme base de temps pour des convertisseurs d'amplitude en mesurant simplement l'amplitude de la tension de balayage aux moments désirés (fig. 23). Cette information analogique est alors transférée à un analyseur de hauteur d'impulsion qui peut l'enregistrer sous une forme digitale. Dans un cas simple, l'événement de départ déclenchera le balayage de l'oscilloscope au temps t_0 (fig. 23) et l'événement à mesurer déclenchera le circuit mesureur de l'amplitude de balayage à un autre moment (t_2). Le diagramme simplifié de la fig. 24, montre les connexions des unités principales du circuit.

2. AVANTAGES ET REMARQUES SUR LE FONCTIONNEMENT DU SYSTEME

Certains avantages d'un tel système sont : la disponibilité des oscilloscopes dans la plupart des laboratoires, la possibilité d'observer la calibration et le fonctionnement du convertisseur sur l'oscilloscope pendant les mesures. On peut aussi photographier les enregistrements analogiques des mesures.

Un autre avantage est la large bande de temps disponible pour l'ajustement du balayage d'un oscilloscope, par ex. pour le Tektronix 545, depuis 1 microseconde jusqu'à 2 minutes par balayage sans amplificateur. Dans un analyseur à 100 canaux, la largeur de temps par canal serait de 10 nanosecondes pour un balayage d'une microseconde. En ajustant le gain et le seuil de l'analyseur, on

peut aussi disposer tous les canaux sur une partie seulement du balayage et d'autre part on peut aussi n'employer qu'une partie seulement des canaux pour le balayage complet.

Une des caractéristiques de ce système est sa capacité de mesure de plus d'un événement sur un balayage, dans les limites du temps mort. Ceci peut donc épargner du temps précieux d'utilisation de l'accélérateur. Par exemple, un faisceau d'accélérateur pulsé peut activer une substance. Le faisceau et plusieurs désintégrations peuvent être enregistrées sur un seul balayage de l'intervalle de temps.

Dans l'utilisation d'un tel système, il peut être désirable, pour la détermination du temps zéro et d'autres raisons, de retarder le signal de déclenchement soit au moyen de câbles ou par des générateurs de retard déclenchés. Avec un retard convenable du signal de mesure, on peut faire tomber le temps zéro dans l'un des premiers canaux de l'analyseur (t'_0 sur la fig. 23).

Si l'on augmente le retard de telle sorte que le temps zéro tombe dans un autre canal, par ex. après $1/3$ de ceux-ci, alors les canaux en-dessous de t'_0 représentent le temps négatif, ce qui peut donner des informations utiles sur le bruit de fond.

Une autre raison pour retarder le signal de mesure est la réduction des pertes de comptage dans les cas où les événements secondaires à mesurer sont rares. On peut alors éviter des balayages inutiles en ne déclenchant le balayage que si un événement s'y produit. Pour ce faire, on utilise l'événement rare qui se produit plus tard pour déclencher le balayage.

Les signaux provenant des événements antérieurs et abondants sont utilisés pour l'échantillonnage. Comme les événements à mesurer se produisent en réalité avec le début du balayage, on

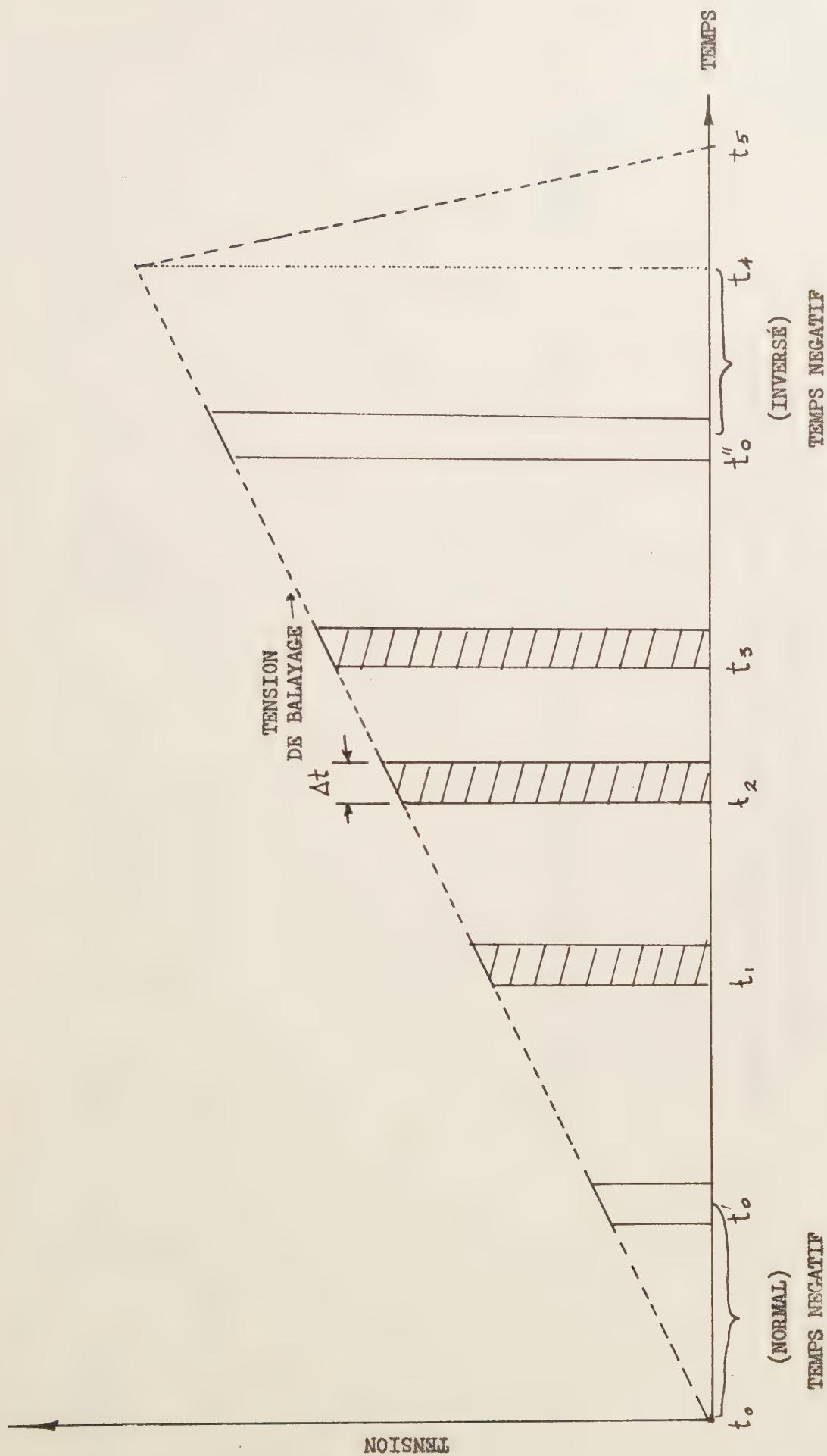


Fig. 23 TENSION DE BALAYAGE AVEC TEMPS ZERO ET IMPULSIONS À MESURER

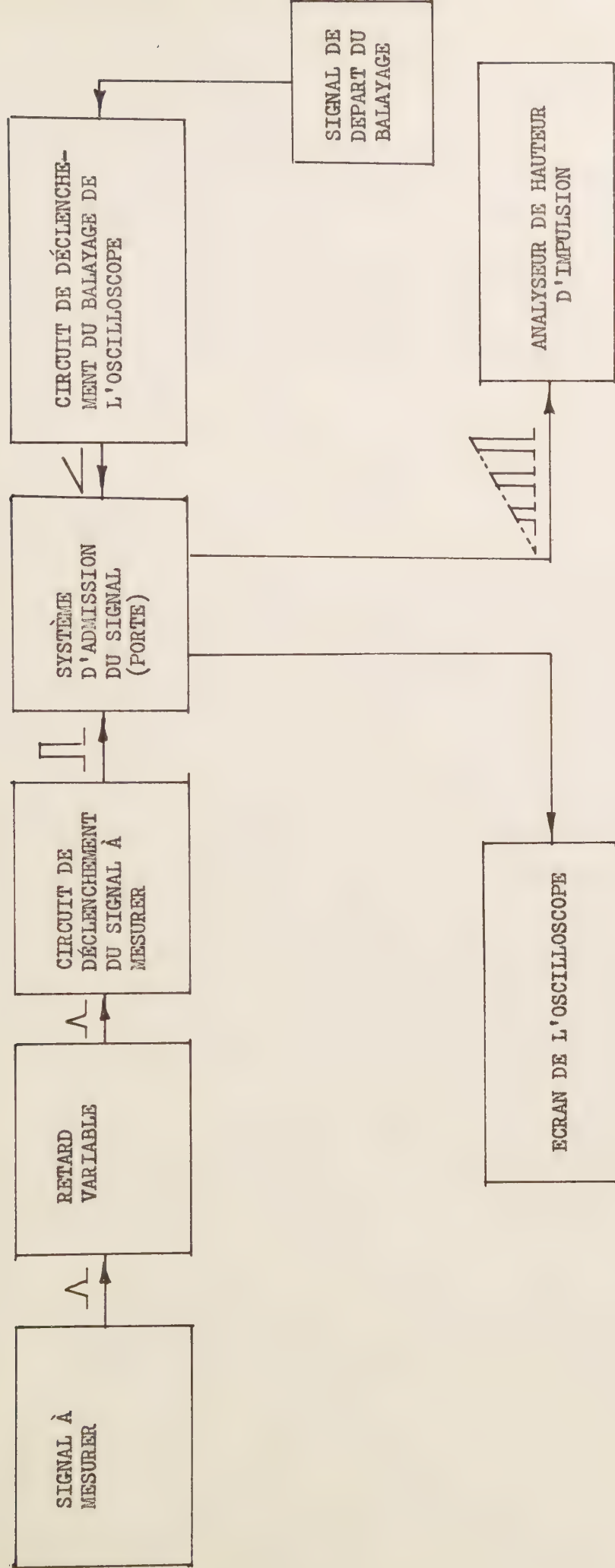


Fig. 24 DIAGRAMME SIMPLIFIÉ D'UN SYSTÈME DE MESURE DU TEMPS DES ÉVÉNEMENTS MULTIPLES SUR UN SEUL BALAYAGE UTILISANT UN OSCILLOSCOPE

doit retarder leurs signaux de telle sorte qu'ils tombent dans un des canaux supérieurs de l'analyseur (t''_0 sur la fig. 23).

Le temps positif sera donc à gauche de t''_0 et le temps négatif à droite. En conséquence, l'analyseur d'impulsions montrera la croissance du temps en fonction des numéros décroissants des canaux.

3. LE CIRCUIT

Le circuit que l'on va décrire a été conçu pour pouvoir être connecté à un oscilloscope Tektronix 545 à cause des caractéristiques et de la disponibilité de celui-ci. On peut évidemment utiliser d'autres oscilloscopes avec des adaptations mineures du circuit.

Pour mesurer des intervalles de temps court avec des balayages rapides, la largeur de l'impulsion à mesurer doit être assez réduite. On a choisi 100 nanosecondes pour le circuit, c'est-à-dire 1/10e du balayage le plus rapide de l'oscilloscope. Comme la plupart des analyseurs de hauteur d'impulsion demandent des impulsions plus larges, on a étendu les impulsions de balayage à une largeur égale à l'acceptance d'impulsion de l'analyseur, c'est-à-dire une microseconde *.

On a aussi introduit un temps mort du même ordre de grandeur après chaque signal à mesurer pour empêcher l'empilement pendant le temps d'acceptance de l'analyseur.

* Analyseur différentiel de hauteur d'impulsion, Modèle 520, Atomic Instrument Co. Mass., USA.

Pour les balayages rapides, le temps de retour du balayage est de l'ordre de l'augmentation de la tension de balayage, c'est pourquoi on a utilisé une porte électronique afin de n'accepter des signaux que pendant la montée du balayage. Une impulsion de la longueur du balayage pour ouvrir cette porte peut être obtenue à partir de la borne "porte +" (balayage principal) de l'oscilloscope.

Le diagramme du circuit est montré dans la fig. 25. Il prend la place du "déclenchement de mesure" et "circuit de la porte de mesure" de la fig. 24.

Le circuit lui-même est représenté par la fig. 26. Il est monté sur un châssis standard Tektronix et remplace l'amplificateur vertical de cet oscilloscope.

Les signaux rapides positifs à mesurer, de plus de 2 volts pour réduire les oscillations, sont d'abord limités par une diode polarisée D_1 , et les diodes D_2 et D_3 servent de portes pour la durée du balayage. L'impulsion "porte" du balayage principal de l'oscilloscope coupe les diodes normalement conductrices sauf qu'elle laisse passer 1 mA dans D_2 . Donc D_2 agit comme une discrimination à bas niveau et diminue également les effets d'accumulation de charge sur D_3 .

Le signal à mesurer est alors différencié et réduit par C_1 , R_3 , D_4 et déclenche le circuit de l'us. de la double triode V_k . Le tube est utilisé en classe "A" et a des cathodes à couplage capacitif pour assurer des conditions stables de fonctionnement des triodes et de la diode de coupure raide D_5 . Le circuit de déclenchement fixe les temps morts des signaux successifs à mesurer ainsi que l'allongement du signal de sortie et fournit aussi l'impulsion à mesurer après une mise en forme convenable dans le

circuit de la triode V2A. Cette dernièrement est normalement coupée par connexion directe de la grille à la plaque de V1B. L'inductance formée de spires libres de $47 \mu\text{H}$ avec diode de shunt D_7 est excitée pour une impulsion négative demi-onde de $0,1 \mu\text{s}$, contrôlée partiellement par la résistance de cathode de V2A. La portion inférieure de cette impulsion suffit à couper la triode V2B, porte de la mesure du balayage. Le courant dans V2B est ajusté par la résistance de cathode de sorte que la diode de limitation D_2 conduit 1 à 2 mA et que le courant total est inférieur à celui du tube amplificateur de tension de balayage V3A.

La tension maximum de balayage de l'oscilloscope, 150 volts, est d'abord réduite à 25 volts par le diviseur $R_1 R_2$. Cependant, avec des diodes convenables et des montages à cathode asservie du type cascade, on peut utiliser une plus grande fraction de la tension de balayage ce qui produit des impulsions de sortie élevées de sorte qu'on peut se passer d'un amplificateur pour l'analyseur de hauteur d'impulsion.

Quand V2B est coupée, sa tension de plaque va augmenter au taux d'environ 10^{-9} volt/s à partir de la masse pour donner la tension de balayage sur la cathode de V3A. La diode D_9 qui est normalement coupée va alors conduire la plupart du courant de plaque de V2B sera absorbé par la cathode de V3A qui contribue à un piedestal qui peut être annulé par le "contrôle limite inférieure" de l'analyseur de hauteur d'impulsions. Après $0,1 \mu\text{s}$, V2B conduit à nouveau et la tension de plaque retourne au niveau de masse quelle que soit la tension de balayage. Le balayage de mesure est amené directement par un tube à cathode asservie V3B à l'anode d'une diode d'allongement sub-miniature D_{10} . La cathode de D_{10} est connectée à la grille de sortie du tube à cathode asservie V4A et à la plaque de la triode V4A de contrôle d'allongement dont la grille est à la masse.

Cette dernière est normalement conductrice sauf quand l'impulsion de $1\text{ }\mu\text{s}$ de VIB la coupe. Ce processus commence avant l'arrivée de l'impulsion d'échantillonnage du balayage de mesure à cause de la basse tension requise pour la coupure.

Pendant le temps de coupure, la charge de l'impulsion à mesurer reste sur la grille du tube à cathode asservie produisant l'impulsion de sortie élargie à $1\text{ }\mu\text{s}$ pour l'analyseur de hauteur d'impulsion.

Deux sorties sont disponibles : une de 25 volts pour une charge d'impédance assez élevée, l'autre est une fraction de volt pour un câble à basse impédance pouvant être terminé. L'impulsion plus petite est aussi connectée intérieurement à l'amplificateur de l'oscilloscope pour calibration. L'impulsion d'échantillonnage est représentée par la première $0,1\text{ }\mu\text{s}$ de l'impulsion élargie que l'on voit sur l'oscilloscope.

4. ESSAIS ET CALIBRATION DU CIRCUIT

Pour un essai simple, on peut produire un signal de déclenchement de mesure que l'on peut déplacer sur toute la portée du balayage. On observe la position et la hauteur des échantillons sur l'écran de l'oscilloscope et sur l'analyseur.

Pour ce faire, on peut déclencher le balayage principal à la fréquence du réseau d'alimentation. Une impulsion à retard variable par rapport au départ du balayage principal s'obtient à partir de la borne marquée "Déclenchement retardé" que l'on connecte à l'entrée du signal d'échantillonnage. On peut alors faire glisser l'impulsion de mesure tout le long du balayage en faisant varier le contrôle "Multiplicateur du temps de retard".

Un délai de $0,2 \mu s$ est incorporé à l'amplificateur vertical de l'oscilloscope. Il ne faut pas l'oublier quand on observe ces balayages rapides sur l'écran. Le glissement apparent de l'impulsion de mesure par rapport au balayage n'affecte que l'observation sur l'écran et non pas le moment de sortie des impulsions. On peut vérifier la longueur désirée de balayage par exemple avec un oscillateur à cristal de quartz ou un double pulseur calibré. Il faut prendre soin de déclencher le balayage à un taux suffisamment bas pour éviter toute dépendance vis-à-vis de ce taux.

On peut vérifier la linéarité du système avec des retards soigneusement calibrés ou un générateur d'impulsion double, ou, plus universellement, en introduisant des impulsions espacées au hasard, par exemple celles provenant d'un compteur exposé à un isotope à longue vie, d'activité faible pour éviter des pertes de comptage notable de ce circuit de déclenchement. Au même moment, le balayage est déclenché par la fréquence du réseau d'alimentation ou par un générateur d'impulsion à un taux inférieur à la résolution du balayage choisi. Dans un cas idéal, tous les canaux de l'analyseur accumuleront un nombre égal de coups dans la limite des variations statistiques. Si les nombres ne sont pas égaux, à cause des variations de la largeur des canaux ou de la non-linéarité de la tension de balayage ou des circuits, on peut utiliser les déviations observées pour corriger les résultats si on désire une grande précision.

On peut vérifier le temps zéro en déclenchant le circuit d'échantillonnage avec un signal convenable provenant du phénomène étudié, ou bien on peut utiliser le signal qui déclenche le balayage. Ce signal de temps zéro doit être retardé par rapport au balayage, comme il a été mentionné plus haut, afin qu'il tombe dans un des canaux inférieurs de l'analyseur qui sera la référence

de temps zéro. On peut conserver le retard si le temps mort le permet ou on peut l'enlever et additionner sa valeur à d'autres mesures.

5. TEMPS MORT DANS LE SYSTEME

Le temps par rapport à des événements d'un même balayage est déterminé normalement par l'analyseur de hauteur d'impulsion. Parmi les analyseurs à canaux multiples, les plus communs, le type à discriminateur polarisé a le plus petit temps mort, c'est-à-dire quelques μs vis-à-vis d'impulsions ne tombant pas dans le même canal. Les impulsions sur un balayage du convertisseur de temps croissent monotoniquement avec le temps. Ce type d'analyseur de hauteur d'impulsion est sujet à un certain glissement de la largeur des canaux.

A cause du temps mort de l'analyseur et du convertisseur, on peut devoir supprimer le signal de temps zéro sur les balayages plus rapides si on désire examiner le voisinage du temps zéro. On peut utiliser pour cela des techniques convenables d'anti-coïncidences dans l'expérience ou bien en retardant le signal de déclenchement du balayage pour faire glisser le signal de temps zéro juste à l'extérieur de la porte de longueur de balayage.

Le temps de résolution de balayages successifs dépend du temps de balayage et du temps mort du circuit de balayage. Ce dernier est fixé par les constantes du circuit de cet oscilloscope à environ $40 \mu s$ pour le balayage de 10 et $1 \mu s/cm$. Cependant, on peut réduire le temps mort à environ $10 \mu s$ pour l'utilisation en opération déclenchée en diminuant R55A (commutateur du moment de balayage principal du Tektronix 545) de $4,7 M\Omega$ à $470 K\Omega$, semblable à la résistance du balayage de $0,1 \mu s$.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104 254 (1956).
- 2) Wu, Ambler, Hayward, Hoppes and Hudson, Phys. Rev. 105 1413 (1957).
- 3) R.L. Garwin, Lederman and Weinrich, Phys. Rev. 105, 1415 (1957).
- 4) T.D. Lee and C.N. Yang, BNL, 443, (T-91) Oct. 1957.
- 5) T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957).
- 6) A. Salam, Nuovo Cimento, 5, 299 (1957).
- 7) L. Landau, Nucl. Physics 2, 127 (1957).
- 8) R.P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1957).
- 9) E. Konopinsky and H.M. Mahmoud, Phys. Rev. 93, 1045 (1953).
- 10) E.L.G. Sudarshan and R.E. Marshak, Suppl. Nuovo Cimento (1958).
- 11) E.L.G. Sudarshan and R.E. Marshak, Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
- 12) J.J. Sakurai, Nuovo Cimento, 7, 649 (1958).
- 13) G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat-fys. Medd. 28, No.5 (1954).
- 14) J. Schwinger, Phys. Rev. 91, 720 (1953).
- 15) W. Pauli, (Book) Niels Bohr and the Development of Physics, Pergamon, London 1955.
- 16) M. Goldhaber, L. Grodzins and A.W. Sunyar, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- 17) Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1958.
- 18) J.I. Friedman and V.L. Telegdi, Phys. Rev. 105, 1681 (1957).
- 19) R.A. Swanson, Phys. Rev. 112, 580 (1958).
- 20) P. Maeg, K. Crowe, R. Haddock, Phys. Rev. 112, 206
- 21) R.E. Marshak, Theoretical Status of Weak Interactions, Kiev International Conference on High Energy Nuclear Physics, 1959.
- 22) S. Oneda and J.C. Patti, Phys. Rev. Lett. 2, 125 (1959).
- 23) A. Salam, Phys. Rev. Lett. 2, 127 (1959).
- 24) G. Puppi, Nuovo Cimento, 5, 587 (1948).
- 25) D. Klein, Nature, 161, 897 (1948).
- 26) J. Tiomno and J.A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 144 (1949).
- 27) T.D. Lee, M. Rosenbluth and C.N. Yang, Phys. Rev. 75, 905 (1949).
- 28) B.M. Rustad and S.L. Ruby, Phys. Rev. 89, 880 (1953)

- 29) B.M. Rustad and S.L. Ruby, Phys. Rev. 97, 991 (1955).
- 30) B.M. Rustad and S.L. Ruby, Post dead line paper, New York Meeting - American Phys. Soc. (1958).
- 31) M.T. Burgy, V.E. Crohn, T.B. Norcy, C.R. Ringo and V.L. Telegdi Phys. Rev. 110, 1214 (1958).
- 32) M. Goldhaber, CERN Conference on High Energy Physics, 1958.
- 33) J.J. Sakurai, Progr. in Nucl. Phys. 7, 288 (1959).
- 34) W.E. Bell and E.P. Hincks, Phys. Rev. 84, 1243 (1951).
- 35) T. Kinoshita and A. Sirlin, Phys. Rev. 113, 1652 (1959).
- 36) W.F. Dudziak, R. Sugane and J. Velder, University of California U.C.R.L. 8202 rev. Aug. 1958.
- 37) I. Frank and I. Tamm, Comp. Rend. Accad. Sci. URSS 14, 109 (1937).
- 38) J. Marshall, CERN Symposium, Vol. 2, (1956).
- 39) R. Meunier, J.P. Stroot, A. Lundby, B. Leontic, to be published.
- 40) P. Cziffra and M.J. Morarcsik, University of California, UCRL - 8523 Rev. (1959).
- 41) N. Nereson and B. Rossi, Phys. Rev. 64, 199 (1943).
- 42) M. Conversi and D. Piccioni, Phys. Rev. 70, 859 (1946).
- 43) N.K. Ticho, Phys. Rev. 74, 1337 (1948).
- 44) L.V. Alvarez et al., Phys. Rev. 77, 752 (1950).
- 45) R.A. Swanson, R.A. Lundby, V.L. Telegdi and D.D. Yoranovitch, Phys. Rev. Lett. 2, 430 (1959).
- 46) Romanofsky et al., Carnegie Tech. Private Communications via W. Love (CERN, 1959).
- 47) Brimley, Almqvist, Litherland, Paul, Ferguson, Phys. Rev. 105, 957 (1957).
- 48) F. Bachin, V. Sorsel, B. Stech, Phys. Rev. Lett. 1, 77 (1956).
- 49) J. Bernstein and L. Lewis, Phys. Rev. 112, 232 (1958).
- 50) M.A. Preston, Can. J. Phys. 35, 1017 (1957).
- 51) N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. A124, 425 (1929).
- 52) Brown et al., Proc. Phys. Soc. 72, 1137 (1958).
- 53) A.M. Bincer, Phys. Rev. 107, 1434 (1957).
- 54) G.W. Ford, and C.I. Mullin, Phys. Rev. 108, 477 (1957).
- 55) A. Lundby, Patro, and Stroot, Proposals for Experiments with the CERN Synchrocyclotron (1957).
- 56) J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld, Phys. Rev. 107, 327 (1957).

- 57) S.B. Treiman, Phys. Rev. 110, 448 (1958).
- 58) Burgman, Fischer, Leontic, Lundby, Meunier, Stroot, Teja, Phys. Rev. Lett. 1, 469 (1958).
- 59) Lundby, Meunier, Stroot, Teja, Fischer, Burgman, CERN Report 59-5 (1959).
- 60) S. Devons, L.J.B. Goldfarb, Handbuch der Physik XII, 524 (1957).
- 61) A. Abragom and E.V. Pound, Phys. Rev. 92, 943 (1953).
- 62) W. Love, Marder, Nadelhaft, Siegel and Taylor, Phys. Rev. Lett. 2, 107 (1959).
- 63) W. Love, Private Communication, September 1959.
- 64) W. Lowe, Private Communication, November 1959.

Remerciements

Je remercie vivement Monsieur le Professeur R.C. EXTERMANN qui a bien voulu patronner ma thèse.

Je remercie également Monsieur Arne LUNDBY pour l'accueil qu'il m'a réservé au sein de son groupe et pour les conseils qu'il n'a pas cessé de me prodiguer. Je remercie enfin, Messieurs L. GILLY, V.B. LEONTIC, R. MEUNIER et J.P. STROOT de leur précieuse collaboration et Messieurs P. DUTEIL et R. THILL de leur assistance technique efficace.

TABLE DES MATIERES

	Page
Résumé	i
Préface	ii
Chapitre I - Interactions faibles : Information sur la vie moyenne et l'hélicité du muon	1
1. Introduction	1
2. Interactions faibles	1
3. Certaines hypothèses au sujet des interactions faibles	3
4. Interaction V-A universelle - Conser- vation du courant vectoriel et vie moyenne du muon	7
Chapitre II - Détermination de la vie moyenne du μ^+	12
1. Objet et aperçu général	12
2. Méthode de mesure	13
3. Expérience	16
4. Résultats expérimentaux et leur analyse..	25
5. Calcul de la vie moyenne du muon	35
6. Discussion et conclusions	39
Chapitre III - Mesure de l'hélicité du muon négatif	46
1. But et aperçu général	46
2. Méthodes de détermination de l'hélicité du muon	47
3. Dispositions générales et marche à suivre pour la mesure de l'hélicité du muon négatif	52
4. Expérience 1. - Observation dans un comp- teur Čerenkov à hexane ..	57
5. Expérience 2. - Mesure de l'hélicité du μ^- par capture dans le diamant	59
6. Expérience 3. - Observation dans le gra- phite avec un champ ma- gnétique élevé à basse température	62
7. Discussion et conclusion	68

Chapitre IV - Appendice - Un convertisseur temps-amplitude à large bande.....	70
1. Introduction	70
2. Avantages et remarques sur le fonction- nement du système	71
3. Le circuit	73
4. Essais et calibration du circuit	76
5. Temps mort dans le système	78
Bibliographie	79
Remerciements	82
Table des matières	83

*

*

*

